

Parigi 1970

ORSAY
Série A,
n° d'ordre
713

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Hervé NIFENECKER

INFLUENCE DE LA CHARGE DES FRAGMENTS SUR LE PROCESSUS
D'EMISSION DES NEUTRONS DE FISSION DU ^{252}Cf

Soutenue le 12 novembre 1970 devant la Commission d'Examen

MM. LEFORT

Président

Mme RIOU
MATHIEU FARAGGI Examineurs
JOLY

ORSAY
Série A,
n° d'ordre
713

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Hervé NIFENECKER

**INFLUENCE DE LA CHARGE DES FRAGMENTS SUR LE PROCESSUS
D'ÉMISSION DES NEUTRONS DE FISSION DU ^{252}Cf**

Soutenue le 12 novembre 1970 devant la Commission d'Examen

MM. LEFORT

Président

**Mme RIOU
MATHIEU FARAGGI
JOLY**

Examineurs

THÈSE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSA

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES



UNIVERSITY OF LEIDEN LIBRARY

1907

1907

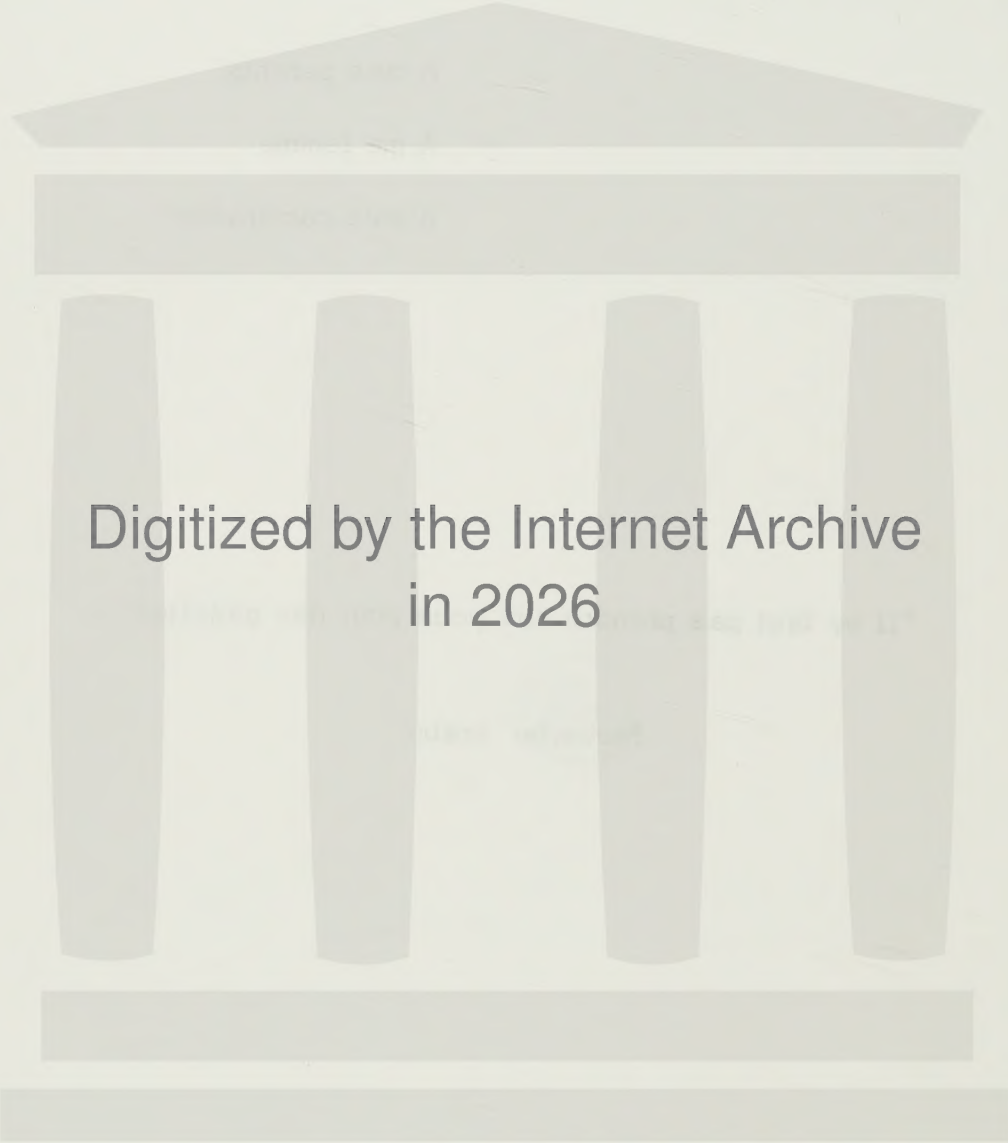
A mes parents

A ma femme

A mes camarades

"Il ne faut pas prendre ses poux pour des gazelles".

Proverbe arabe



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551512_0046

— REMERCIEMENTS —

Que Monsieur l'Administrateur Général du CEA et Monsieur le Directeur du Centre de Saclay soient remerciés de m'avoir amené à rédiger ce travail.

Monsieur Georges Vendryès, Chef du Département de Recherche Physique, a toujours bien voulu porter de l'intérêt à notre travail, pourtant assez éloigné de ses préoccupations habituelles.

Monsieur René Joly, Chef du Service de Métrologie et de Mesures Neutroniques Fondamentales doit être tout particulièrement remercié pour le soutien constant et amical qu'il nous a apporté.

Monsieur Soleilhac du Service de Physique de Bruyères le Châtel a aimablement mis à notre disposition sa chaîne de détection de neutrons. Notre expérience a ainsi pu être réalisée avec l'aide de Messieurs Fréhaut et Gauriau et la participation extrêmement précieuse et dynamique de Michel Ribrag.

Mademoiselle A. Audias et Monsieur J. Poitou ont participé très activement à la conception et à la réalisation des programmes de traitement des données expérimentales. Le concours de Monsieur J. Matuszek nous a été précieux pour tout ce qui touche à la présentation de ce travail, de même que celui de Mesdames Bertinaria, Mousseau et Chauvin qui en ont assuré la frappe.

Que soient remerciés Messieurs C. Signarbieux, P. Quentin, M. Gaudin pour les fructueuses discussions que nous avons eues ensemble.

TABLE DES MATIERES

	pages
INTRODUCTION	1
1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	6
1.1- Détecteur de rayons X	7
1.2- Détection des fragments de fission	9
1.3- Détection des neutrons	11
1.4- Dispositif électronique et d'enregistrement des données	13
1.5- Traitement de la bande magnétique expérimentale ...	14
2. TRAITEMENT DES SPECTRES DE RAYONS X	15
2.1-Calcul des fonctions de réponse	16
2.1.1-Cas d'un atome au repos ionisé une fois ...	16
2.1.2-Influence de la charge ionique des fragments	19
2.1.3- Effet de la vitesse d'entraînement des fragments	20
2.2- Rappel sur la méthode des moindres carrés	23
2.3- Influence des fonctions de réponse sur les résultats .	25
3. RESULTATS CONCERNANT L'ENERGIE CINETIQUE DES FRAGMENTS ET SA VARIATION EN FONCTION DE LEUR CHARGE Z	27
4. RESULTATS CONCERNANT L'EMISSION NEUTRONIQUE	29
4.1- Nombre moyen de neutrons émis en fonction de la charge des fragments	30
4.2- Variance du nombre de neutrons émis en fonction de la charge des fragments	32
4.3- Variation du nombre de neutrons émis en fonction de l'énergie cinétique des fragments	36

4.4- Caractéristiques expérimentales de l'émission neutronique des fragments	39
4.5- Quelques résultats concernant la répartition de l'énergie d'excitation entre les fragments et le processus d'émission neutronique.....	41
5 . DISCUSSION	50
5.1- Effets de la parité de la charge des fragments	50
5.1.1- Origine de l'effet de parité de charge	50
5.1.2 - Effet de la parité de charge sur l'énergie cinétique totale des fragments	54
5.1.3- Effet de la parité de la charge sur l'émission neutronique des fragments	54
5.1.4- Effet de la parité de charge sur l'énergie emportée par neutron	55
5.1.5- Autres effets de la parité de charge	57
5.2- Processus de désexcitation des fragments	59
5.3- Effets de la déformation des fragments	63
6 . CRITIQUE DE L'EXPERIENCE ET DES RESULTATS	68
6.1- Critique de la méthode expérimentale utilisée	68
6.2- Critique des hypothèses faites dans l'analyse des résultats	69
7 . CONCLUSION	71
- ANNEXE I - CORRECTIONS DE BRUIT DE FOND ET D'EFFICACITE	74
A-I.1 - Correction de bruit de fond	74
A-I.2 - Correction d'efficacité	75
- ANNEXE II - RAPPELS D'ANALYSE DE REGRESSION	84

LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISES

$\bar{x}_y$	: est la valeur moyenne conditionnelle de la quantité x pour y fixe.
$\langle x \rangle_y$	: a la même définition.
$\bar{x}$	: est la valeur moyenne non conditionnelle de x de même que $\langle x \rangle$
$\mu(x:y)$	: est le moment conditionnel μ de la variate x pour y fixe.
$M_y \mu(x:y)$	: est la valeur moyennée sur y du moment conditionnel μ .
$\langle \frac{dy}{dx} \rangle$	: pente de la droite de régression linéaire de y sur x .
$\langle \frac{dy}{dx} \rangle_t$	: pente de la droite de régression linéaire de y sur x pour t fixé.
$\rho(x,y)$	: coefficient de corrélation de deux variates x et y .
$m_{11}, \mu_{11}, C(x,y)$	: covariance de deux variates.
$\overline{\mathcal{E}}$	: matrice des efficacités du détecteur de neutrons.
$\mathcal{E}_f$	: erreur statistique commise sur la quantité f .
$\mathcal{E}_f^2$	: carré de la quantité précédente.
$E_{1,2}^X$	: énergie d'excitation d'un fragment (1 ou 2).
E_T^X	: énergie d'excitation totale des fragments.
$E_{(1,2)}^C$	: énergie cinétique d'un fragment de fission. A partir de la page 45 cette énergie est prise avant émission neutronique.
E_T^C	: énergie cinétique totale des deux fragments. A partir de la page 45 cette énergie est prise avant émission neutronique.
x	: au chapitre I amplitude délivrée par les détecteurs de fragments.
E_X	: énergie détectée par le détecteur de rayons X (Ch. 1 et 2).
x_i	: énergie d'excitation intrinsèque des fragments (Ch. 6).
D_i	: énergie de déformation des fragments (Ch. 6).

INFLUENCE DE LA CHARGE DES FRAGMENTS
SUR LE PROCESSUS D'EMISSION
DES NEUTRONS DE FISSION DU ^{252}Cf

INTRODUCTION -

Lorsqu'un noyau de ^{252}Cf se fissionne spontanément, il se partage en général en deux fragments : c'est la fission binaire . La description théorique de ce processus conduit à le décomposer en plusieurs étapes :

- α) Passage par effet tunnel, à travers une barrière de potentiel, de l'état fondamental du noyau fissile vers un état déformé instable où les forces coulombiennes l'emportant collectivement sur les forces nucléaires le noyau continuera à s'allonger.

- β) Descente de la barrière de potentiel jusqu'au point de scission où les deux fragments se séparent. Les théories de la fission ont pour objet de décrire le passage de l'état fondamental du noyau qui subit la fission au point de scission. Cette description demande de suivre l'évolution du système de niveaux d'énergie du noyau en fonction de sa déformation. Pour un ensemble de paramètres de déformation donné l'état d'énergie du noyau sera alors décrit par :

- Son énergie de déformation qui est l'énergie de la configuration la plus basse pour la déformation .

- Son énergie d'excitation intrinsèque X qui comprend soit des énergies d'excitation de quasi particules dans un puits déformé, soit des excitations collectives de rotation ou de vibration.

- Une énergie cinétique de translation E^C avant scission .

Cette énergie caractérise la vitesse de déformation d'ensemble du système.

Au point de scission on est amené a passer du système de référence lié au noyau fissile à celui constitué par les deux fragments . Chaque fragment est alors caractérisé par :

- Sa charge Z_i
- Son nombre de masse A_i
- Son énergie de déformation D_i
- Son énergie d'excitation intrinsèque X_i .

De plus la description du système formé par les deux fragments au contact fait intervenir :

- L'énergie potentielle de répulsion coulombienne E_p^C
- L'énergie cinétique relative de translation des deux fragments, l'un par rapport à l'autre, E^C avant scission .

Le passage d'un système de référence à l'autre est rendu possible par les relations suivantes :

$$Z = Z_1 + Z_2$$

$$A = A_1 + A_2$$

Z et A étant la charge et le nombre de masse du noyau fissile .

$$M(A, Z) + D + X = M(A_1, Z_1) + M(A_2, Z_2) + D_1 + D_2 + E_p^C + X_1 + X_2 + E^C \text{ avant scission}$$

où $M(A, Z)$ est l'énergie de masse du noyau (A, Z) pris dans son état fondamental .

L'énergie cinétique E^C avant scission reste inchangée .

- La configuration de scission peut donc être considérée comme l'état final du système étudié par les théories de la fission . Il est donc important de le caractériser avec suffisamment de précision . Malheureusement l'état des fragments au point de scission ne peut être observé directement par l'expérience .

γ) Accélération des fragments .

En effet les fragments séparés acquièrent très rapidement leur énergie cinétique finale E_t^C avec :

$$E_t^C = E_p^C + E^C \text{ avant scission}$$

Le temps nécessaire à cette accélération est de l'ordre de 10^{-21} sec. Au bout d'un temps beaucoup plus long, de l'ordre de 10^{-14} sec., les fragments commencent à perdre leur énergie d'excitation par émission de neutrons ou de rayons gamma. Pendant cette période le couplage entre énergie collective de déformation et énergie d'excitation intrinsèque est certainement suffisant pour que la partition entre ces deux formes d'énergies soit bouleversée. On considère donc que les fragments ne sont plus alors caractérisés que par une seule forme indifférenciée d'énergie d'excitation.

$$E_i^x = D_i + X_i$$

Au contraire les distributions en masse et en charge des fragments restent inchangées dès leur séparation et aussi longtemps qu'ils n'émettent pas de neutrons.

δ) Désexcitation prompte des fragments.

En un temps inférieur à environ 10^9 sec., et dans des cas exceptionnels à quelques dizaines de μ s les fragments perdent leur énergie d'excitation par émission de neutrons prompts ou de rayonnements électromagnétiques. On obtient alors des fragments primaires susceptibles de se désintégrer par radioactivité.

Les rayonnements émis au cours de la desexcitation prompte permettent en principe de déterminer l'énergie d'excitation des fragments et ont donc été l'objet d'un important effort expérimental.

Jusqu'à présent, les mesures faites sur le processus de fission ont surtout consisté à étudier la variation de la valeur moyenne d'une quantité en fonction de la masse des fragments; cette masse est déterminée par les méthodes de la double énergie ou du double temps de vol. En effet, si l'on tient compte de la relation de conservation de la quantité de mouvement, la mesure simultanée des deux énergies ¹⁾ des fragments ou de leurs deux vitesses ²⁾ permet d'obtenir leurs masses. Toutefois, le phénomène d'émission des neutrons prompts par les fragments en vol et la résolution finie des procédés de mesure mis en oeuvre limitent la résolution en masse à environ 2 a.m.u. pour les mesures de temps de

vol et 4 a.m.u. pour les mesures d'énergie. Dans ces deux méthodes, l'efficacité de détection des fragments est indépendante de leur masse, moyennant quelques précautions expérimentales.

Après avoir observé l'émission de rayons X par les fragments et avoir montré qu'ils correspondaient à la conversion de rayons gamma émis en fin de cascade de desexcitation ³⁾, on a songé à utiliser ce phénomène pour déterminer la charge des fragments. La résolution médiocre des détecteurs de rayons X utilisés ne permit tout d'abord que de mesurer la charge moyenne des fragments en fonction de leur masse. Plus récemment, des détecteurs au silicium compensés au lithium atteignirent des résolutions inférieures ou égales à 1 keV. La réponse de ces détecteurs à des rayons X monochromatiques pouvant facilement être connue, il devint possible de distinguer les émissions de deux fragments de charges voisines. On s'aperçut alors ^{4,5)} que la probabilité d'émission X présentait d'importantes variations liées en particulier à la parité de charge du fragment considéré. Ces variations sont évidemment très gênantes si l'on veut déterminer des quantités telles que la section efficace de production d'un élément donné ou la charge moyenne des fragments de masse donnée. Elles ne présentent par contre pas d'inconvénient si l'on considère la charge des fragments comme un paramètre en fonction duquel on peut étudier différentes distributions comme celle de l'énergie cinétique, de l'énergie d'excitation ou même de la masse des fragments. Cette considération, entre autres, nous a guidés dans le choix de l'expérience décrite ci-après. Nous avons en effet, simultanément, mesuré l'énergie, la charge et l'émission neutronique des fragments.

Contrairement aux mesures réalisées jusqu'à présent nous nous sommes intéressés non seulement à la valeur moyenne du nombre de neutrons émis par les fragments mais aussi à la variance de ce nombre. Ceci nous a permis d'améliorer la méthode utilisée pour calculer les énergies d'excitation moyennes des fragments et de calculer la variance de ces énergies.

Nous montrerons que la mesure de la charge plutôt que de la masse des fragments permet de mettre en évidence un effet dû à l'énergie d'appariement des protons .

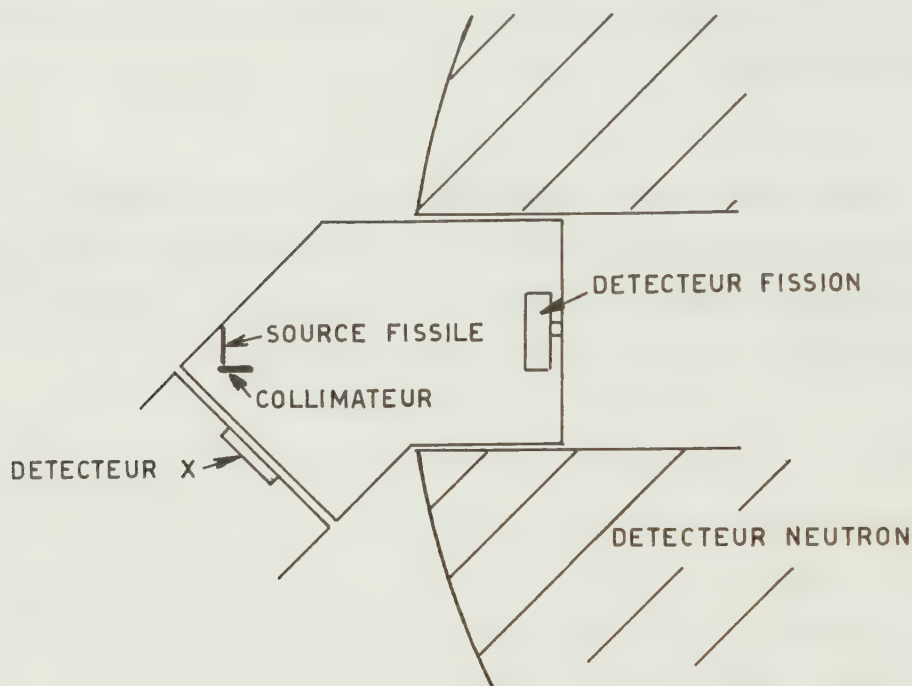
Nous avons mis à profit cet effet pour tenter d'obtenir , à partir des deux premiers moments de la distribution de l'énergie d'excitation des fragments , la partition de cette énergie entre énergie de déformation et énergie d'excitation intrinsèque au point de scission.

* Ce détecteur nous a aimablement été prêté par MM. Friant et Messier (DEG/SEI).

* La liste des références à donner sur cette introduction serait extraordinairement longue . On consultera avec profit les compte rendus des Congrès de Salzbourg et de Vienne sur la fission .

1 . DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La fig. 1 représente le dispositif expérimental .



La source de californium 252, d'une activité de 2.10^5 fissions par minute était déposée sur un support de platine.

Un collimateur en acier, de forme annulaire, disposé autour de la source de californium empêchait les rayons X émis dans le dépôt ou son support d'atteindre le détecteur de rayons X. Celui-ci était un détecteur TMC au silicium dopé au lithium de dimensions $200 \text{ mm}^2 \times 3 \text{ mm}^x$). Le détecteur ainsi que le transistor à effet de champ servant de premier étage au préamplificateur étaient portés à la température de l'azote liquide. L'enceinte où se trouvait la source était fermée du côté du détecteur de rayons X par une fenêtre de beryllium de 0,5 mm d'épaisseur. D'autre part, la fenêtre d'entrée du détecteur de rayons X était, elle, une feuille de beryllium de 0,25 mm, ce qui porte l'épaisseur totale de beryllium traversée par les rayons X à 0,75 mm correspondant à une transmission de 60% à 6,2 keV et 92% à 12,4 keV.

Le détecteur de fragments de fission était une diode ORTEC à barrière de surface de 400 mm^2 . La résistivité du silicium était de $400 \Omega \text{ cm}$ et la diode était polarisée à 30 V. La disposition géométrique relative du dépôt et du détecteur de fragments était telle qu'elle définissait une direction de l'axe de fission à 20 degrés près.

Le détecteurs de neutrons était un scintillateur liquide au xylène chargé en gadolinium réalisé par Nuclear Enterprise. Ce détecteur avait la forme d'une sphère de 76 cm de diamètre, percée de part en part d'un trou cylindrique de $\phi = 73 \text{ mm}$. Le détecteur de fragments de fission pouvait ainsi être placé à l'intérieur du détecteur de neutrons.

Nous décrivons maintenant en détail les caractéristiques des différents détecteurs utilisés.

1.1. Détecteur de rayons X

La résolution du détecteur de rayons X a été mesurée en fonction de l'énergie des rayons X en étudiant le spectre de l'américium 241. Le tableau 1 donne les énergies des raies L du neptunium 241 correspondant à ce spectre.

A ce spectre X s'ajoutent deux raies gamma d'énergie 26,35 keV et 59,54 keV.

La fig. 2 montre le spectre de l'américium 241 obtenu avec notre détecteur. Pour déterminer la résolution et la calibration en énergie du détecteur, nous nous sommes servis des raies suivantes :

- les raies γ à 59,54 keV et à 26,35 keV
- la raie $L\alpha$
- et une raie de générateur d'impulsion, qui apparaît sur la figure à une

énergie immédiatement inférieure à la raie γ de 59,54 keV. Cette raie de générateur permet d'avoir une idée de la résolution à énergie nulle. Chacune des raies étudiées était supposée de forme gaussienne et un programme de moindres carrés permettait de déterminer le numéro de canal correspondant à l'énergie de la raie et la largeur réelle de celle-ci.

De cette manière, on a obtenu la correspondance canal - énergie.

$$E_{\text{keV}} = N_{\text{cnx}} \times 0,12723 + 0,009 \quad (1.1)$$

Puis la variation de la largeur totale à mi-hauteur des raies en fonction de leur énergie. Cette variation est bien représentée par une droite :

$$l_{1/2} = 5,358 \cdot 10^{-3} \times \text{cnx} + 6,713$$

où

$$l_{1/2}^{\text{keV}} = 5,358 \cdot 10^{-3} \times E_{\text{keV}} + 0,855 \quad (1.2)$$

L'expérience devant durer plus d'un mois, il a été jugé nécessaire de stabiliser la chaîne de détection de rayons X. Cette stabilisation digitale a été faite à l'aide d'un générateur d'impulsions et non sur une impulsion physique à cause du faible taux de comptage observé pendant l'expérience. Chaque jour, un spectre de l'americium était enregistré afin de contrôler la stabilité relative du générateur et du détecteur. On put ainsi mettre en évidence de légers déplacements des pics de l'americium l'écart type de ces déplacements valant :

$$\sigma_1 = 0,65 \text{ canal pour le pic à } 13,95 \text{ keV}$$

$$\sigma_2 = 0,83 \text{ canal pour le pic à } 26,35 \text{ keV}$$

$$\sigma_3 = 1,36 \text{ canal pour le pic à } 59,54 \text{ keV}$$

On en déduit que la précision de notre mesure d'énergie est de l'ordre d'un canal, soit environ 120 eV.

Enfin, la Fig.3 montre la variation de l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie des rayons X entre 10 et 60 keV.

1.2. Détection des fragments de fission

Les fragments de fission étaient détectés par une diode à barrière de surface. On sait que l'amplitude des impulsions n'est pas, dans ce cas, strictement proportionnelle à l'énergie des fragments. H.W. Schmitt⁶⁾ a admis qu'on pouvait écrire la relation :

$$E^c = (a'm+a)X + (b'm+b)$$

où E^c est l'énergie du fragment, m sa masse et X l'amplitude mesurée en canaux. Les coefficients a a' b b' peuvent être obtenus en paramétrant le spectre des énergies de fission. Si P_L et P_H sont les tailles d'impulsion correspondant aux milieux des segments tracés au 3/4 des maxima du pic lourd et du pic léger Schmitt⁶⁾ donne les correspondances

$$a = \frac{24,0203}{P_L - P_H} \quad a' = \frac{0,03574}{P_L - P_H}$$

$$b = 89,6083 - a P_L \quad b' = 0,1370 - a' P_L$$

ces relations étant valables dans le cas de la fission spontanée du ^{252}Cf .

La Fig. 4 montre le spectre de fission obtenu au début de l'expérience. Sur ce spectre, on a reporté un certain nombre de quantités qui permettent d'en définir la qualité. De ce spectre on déduit :

$$P_H = 239 \quad P_L = 328$$

Le tableau 2 indique les valeurs idéales⁷⁾ de certains rapports de quantités définies sur la figure et les valeurs observées au début et à la fin de l'expérience.

Du tableau 2 on peut déduire que les performances de notre détecteur sont restées correctes pendant toute la durée de l'expérience. Des

valeurs de P_L et P_H on tire les valeurs de a , a' , b , b'

$$\begin{aligned} a &= 0,27 & a' &= 0,395 \cdot 10^{-3} \\ b &= 1,10 & b' &= 0,0075 \end{aligned}$$

Notre expérience ne nous permet pas de mesurer directement la masse m du fragment. Toutefois, nous mesurons sa charge Z . Nous avons associé à chaque charge une masse moyenne donnée par les formules :

$$\overline{m} = Z \times \frac{252}{98} - 2 \text{ pour le fragment léger} \quad (1.3)$$

et
$$\overline{m} = Z \times \frac{252}{98} + 2 \text{ pour le fragment lourd} \quad (1.3 \text{ bis})$$

Le nombre de fragments détectés par seconde par le détecteur de fission était de 72 coups/s. L'expérience ayant duré un mois, on voit que le nombre total de fragments détectés a été d'environ $2 \cdot 10^8$ fragments. Un tel taux d'irradiation entraîne deux types de conséquences pour le détecteur :

a) une augmentation du courant dans le détecteur. Cette augmentation a été évaluée ⁸⁾ à environ $3 \cdot 10^{-8}$ A par fragment, soit, dans notre cas, une augmentation totale de $6 \mu A$.

La résistance de charge de notre détecteur étant de $2,7 M\Omega$ on voit que l'augmentation de courant aurait entraîné une variation de tension aux bornes du détecteur de 16 volts. Nous avons donc dû ajuster périodiquement la tension de polarisation pour annuler cet effet. Pratiquement, nous avons maintenu tout au long de l'expérience, la position du pic léger à la même place.

b) une augmentation du défaut d'ionisation qui, d'après Britt et al ⁸⁾ et dans les conditions de champ correspondant à notre détecteur vaudrait :

$$\begin{aligned} \Delta E_D^{\text{fragment lourd}} &= 0,27 \cdot 10^{-7} \text{ MeV/fragment/cm}^2 \\ \Delta E_D^{\text{fragment léger}} &= 0,5 \cdot 10^{-7} \text{ MeV/fragment/cm}^2 \end{aligned}$$

et

ce qui donne, pour toute la durée de l'expérience :

$$\begin{aligned}\Delta E^{\text{lourd}} &\neq 1,35 \text{ MeV} \\ \Delta E^{\text{léger}} &\neq 2,5 \text{ MeV}\end{aligned}$$

Puisque nous maintenions inchangée la position du pic léger, nous introduisons par là même une correction pour le fragment léger. Cette correction de 2,5 MeV à l'énergie moyenne du groupe léger qui est de 105 MeV correspondait à une correction de $2,5 \times \frac{80}{105} = 1,9$ MeV à l'énergie de 80 MeV qui est celle du fragment lourd. En fin d'expérience, nous sur-corrigions donc l'énergie du fragment lourd d'environ 0,5 MeV. Nous avons négligé cet effet.

1.3. - Détection des neutrons

Rappelons que dans un scintillateur liquide chargé au gadolinium tel que celui que nous utilisions, les neutrons sont tout d'abord ralentis par choc sur les noyaux d'hydrogène puis capturés par les noyaux de gadolinium. Les scintillations dues aux gammas de capture du gadolinium sont comptées dans une échelle rapide et ce, dans une période de temps s'étalant entre 1 μ s et 51 μ s après l'évènement de fission et une deuxième échelle compte les impulsions lumineuses arrivant entre 200 μ s et 250 μ s, ces impulsions correspondant au bruit de fond du détecteur.

Les neutrons détectés peuvent provenir du fragment se dirigeant vers le détecteur ou du fragment complémentaire. On peut donc écrire la relation :

$$N_1 = a \nu_1 + b \nu_2$$

où N_1 est le nombre de neutrons détectés, ν_1 le nombre de neutrons émis par le fragment se dirigeant vers le détecteur, ν_2 le nombre de neutrons émis par le fragment complémentaire. Si l'on admet que les neutrons sont émis isotropiquement dans le système de référence du fragment émetteur

et que, dans ce système, leurs spectres d'évaporation sont semblables, les valeurs différentes de a et de b ne sont dues qu'au mouvement d'entraînement des fragments. En d'autres termes, a et b ne sont fonction que des vitesses v_1 et v_2 des fragments de fission et on peut écrire :

$$N_1 = a(v_1) \nu_1 + b(v_2) \nu_2$$

Pour déterminer les coefficients $a(v)$ et $b(v)$, nous avons eu recours à un calcul de Monte Carlo décrit en détail dans un autre rapport ⁹⁾. Ce programme permettait :

- de simuler l'émission de neutrons par un fragment de fission donné,
- de fixer les caractéristiques de ce fragment ou, au contraire, de simuler les distributions expérimentales de ces caractéristiques,
- de suivre l'histoire des neutrons dans le scintillateur et de calculer l'énergie gamma déposée dans celui-ci à la suite de la capture des neutrons.

En simulant les conditions géométriques expérimentales, nous avons donc pu obtenir les quantités $a(v)$ et $b(v)$ qui sont représentées sur la Fig.5.

Le calcul de Monte Carlo ne reproduisait toutefois pas rigoureusement les conditions expérimentales. En particulier, il ne prenait pas en compte l'enveloppe d'acier du détecteur. Ainsi, l'efficacité du détecteur était-elle de 23% dans le calcul et de 15% dans l'expérience ; cette efficacité était définie comme le rapport entre le nombre de neutrons détectés et le nombre de neutrons émis par fission. Pour obtenir des coefficients $a(v)$ et $b(v)$ valables pour notre expérience, nous avons donc été amenés à multiplier ceux qui nous étaient donnés par le calcul de Monte Carlo par un facteur correctif égal à $15/23$

1.4. - Dispositif électronique et d'enregistrement des données.

La Fig.6 représente le bloc diagramme de l'expérience. Chaque fois que les détecteurs de rayons X et de fragments de fission détectaient des impulsions en coïncidence on analysait l'amplitude de ces impulsions et on comptait le nombre de neutrons détectés dans les portes définies au paragraphe précédent. Les résultats de ces analyses étaient inscrits dans quatre registres binaires :

- un registre à neuf positions correspondant à l'amplitude de l'impulsion provenant du détecteur de fission,
- un registre à neuf positions correspondant à l'amplitude de l'impulsion provenant du détecteur de rayons X,
- un registre à quatre positions indiquant le nombre de neutrons détectés immédiatement après la fission,
- un registre à quatre positions indiquant le nombre de neutrons détectés 200 μ s après la fission, ce nombre pouvant être considéré comme représentatif du bruit de fond de l'expérience.

Ces quatre registres totalisant 26 positions étaient ensuite transférés dans le registre à 36 positions constituant l'élément d'entrée du metteur en page "BK 35". Ce dernier inscrivait à son tour le mot à 36 positions sur une bande magnétique 7 pistes entraînée par une platine incrémentale. Le mot à 36 positions était divisé en 6 caractères à 6 positions, la septième piste de la bande étant réservée au caractère de parité. Par ailleurs, le BK 35 regroupait les mots par enregistrements de 256, les enregistrements consécutifs étant séparés par une distance de 3/4 de pouce. On obtenait ainsi une bande magnétique susceptible d'être lue par les platines IBM du calculateur IBM 360-75 du Centre de Calcul de Saclay.

1.5. - Traitement de la bande magnétique expérimentale

La bande magnétique résultant de l'expérience est donc formée de mots à 36 positions. Chaque mot correspond au codage de tous les paramètres mesurés sur un évènement élémentaire. Si on néglige le paramètre correspondant au bruit de fond qui peut être traité indépendamment de la valeur des autres paramètres puisqu'il ne leur est pas corrélé, chaque mot correspond donc à un ensemble de 3 indices I, J, K. L'indice I compris entre 0 et 16 correspond au nombre de neutrons détectés, l'indice J compris entre 0 et 512 à l'amplitude de l'impulsion provenant du détecteur de fragments, l'indice K compris également entre 0 et 512 à l'amplitude de l'impulsion provenant du détecteur de rayons X.

Soit $N(I, J, K)$ le nombre de fois où l'ensemble I, J, K a été observé. Pratiquement, la plus grande valeur utile de I a été trouvée égale à 5.

Le traitement de la bande expérimentale a alors consisté à regrouper les données sous forme de spectres de rayons X, chacun d'eux correspondant à certaines conditions remplies par les indices I et J. On a ainsi défini tout d'abord les quantités

$$A(I, K) = \sum_J N(I, J, K)$$

En ne considérant que les valeurs de I comprises entre 0 et 5 on obtenait en fixant I, les 6 spectres de rayons X en coïncidence respectivement avec 0, 1, 2, 3, 4 ou 5 neutrons détectés.

De même, nous avons défini les quantités :

$$B(I, L, M) = \sum_{8L \leq J < 8(L+1)} \sum_{2M \leq K < 2(M+1)} N(I, J, K)$$

Cette opération consiste en fait à réduire le nombre de dimensions de l'expérience en passant des dimensions 16 x 512 x 512 aux dimensions 16 x 64 x 256 et ce, afin d'augmenter le taux de comptage par maille.

Pratiquement, on obtient ainsi $6 \times 64 = 384$ spectres X de 256 canaux si on limite la valeur maximale de I à 5. En fait, seuls 150 de ces spectres méritent d'être considérés. Tous ces spectres furent stockés sur une bande magnétique résultante.

Les quantités $B(I, L, M)$ définies plus haut sont donc des valeurs histogrammées d'une fonction

$$f(\nu_M, E_{1M}^C, E_X)$$

Nous allons préciser maintenant le traitement effectué sur cet histogramme.

2. TRAITEMENT DES SPECTRES DE RAYONS X

Le résultat de l'expérience peut donc, d'après le paragraphe précédent, se présenter sous la forme d'un ensemble de spectres de rayons X codés sur 512 ou 256 canaux. La Fig. 7 représente un de ces spectres. On y distingue deux larges pics superposés à un bruit de fond décroissant régulièrement en fonction de l'énergie. Les deux pics correspondent aux rayons X_K émis respectivement par les fragments lourds et légers, le bruit de fond à des interactions Compton de rayons gamma de fission de haute énergie. Nous pouvons donc écrire que le taux de comptage au canal i est égal à :

$$N(i) = \sum_Z Y(Z) R(Z, i) + g(i) + s_i$$

où $R(Z, i)$ correspond à la réponse du détecteur lorsqu'il se produit une vacance K dans le cortège électronique d'un fragment de charge Z, $Y(Z)$ est proportionnel au nombre de vacances K produites dans le fragment de charge Z, $g(i)$ représente la contribution au bruit de fond et s_i est un nombre aléatoire dû aux fluctuations statistiques de la mesure. Il est apparu que l'on

pouvait valablement prendre pour $g(i)$ une forme parabolique. Pour des raisons de commodité, nous avons normalisé les réponses $R(Z,i)$ de façon que :

$$\sum_i R(Z,i) = 10^5$$

On peut donc écrire que :

$$N(i) = \sum_Z Y(Z) R(Z,i) + a i^2 + b i + c + s_i$$

Il s'agit alors de déterminer les paramètres $a, b, c, Y(Z)$ connaissant le taux de comptage $N(i)$. On utilise pour ce faire la méthode des moindres carrés. Il est nécessaire dans cette méthode de limiter le nombre de valeurs possibles de Z . Nous avons supposé que Z était compris entre 30 et 65. Le traitement que nous venons de décrire permet donc d'obtenir une distribution de probabilité

$$g(\nu_M, E_{1M}^C, Z)$$

à partir de la distribution

$$f(\nu_M, E_{1M}^C, E_x)$$

Ce traitement nécessite la connaissance des fonctions de réponse $R(Z,i)$. Nous indiquons maintenant comment nous les avons obtenues.

2.1. Calcul des fonctions de réponse.

2.1.1. Cas d'un atome au repos ionisé une fois.

La vacance K produite dans le cortège électronique d'un noyau venant de subir une conversion interne dans cette couche est rapidement

remplie par un électron provenant d'une couche moins liée (couche L, M, N ou O dans le cas des fragments de fission). L'énergie dégagée dans cette transition électronique apparaît soit sous la forme d'un quantum X soit sous la forme d'énergie cinétique communiquée à un électron périphérique éjecté de l'atome (effet Auger). La probabilité relative pour qu'il y ait émission d'un rayon X est le rapport de fluorescence ω_K . Ce rapport dépend du nombre atomique Z de l'atome de même que les intensités relatives des différents rayons X liés à des transitions d'électrons de couches différentes. En retenant les notations de Wapstra et al¹⁰⁾ on définit les quantités suivantes :

$$E_{\alpha 2} = E(K) - E(L II)$$

est l'énergie de la transition $K_{\alpha 2}$ correspondant à la transition d'un électron de la sous-couche L II d'énergie de liaison $E(L II)$ à la couche K d'énergie de liaison $E(K)$

L'ensemble des notations utilisées est résumé dans le tableau ci-dessous

		Transition	Energie
L II	K	$K_{\alpha 2}$	$E_{\alpha 2} = E(K) - E(L II)$
LIII	K	$K_{\alpha 1}$	$E_{\alpha 1}$
M II	K	$K_{\beta 3}$	$E_{\beta 3}$
MIII	K	$K_{\beta 1}$	$E_{\beta 1}$
N II	K	$K_{\beta 4}$	$E_{\beta 4}$
NIII	K	$K_{\beta 2}$	$E_{\beta 2}$

Pratiquement, dans toute la zone de Z intéressante, les énergies $E_{\beta 3}$ et $E_{\beta 1}$ d'une part, les énergies $E_{\beta 4}$ et $E_{\beta 2}$ d'autre part sont très voisines, ce qui conduit Wapstra à regrouper les raies $K_{\beta 3}$ et $K_{\beta 1}$ sous l'appellation $K'_{\beta 1}$ et les raies $K_{\beta 4}$ et $K_{\beta 2}$ sous l'appellation $K'_{\beta 2}$ avec

$$E_{K'\beta 1} = \frac{E_{\beta 3} + E_{\beta 1}}{2} \quad E_{K'\beta 2} = \frac{E_{\beta 2} + E_{\beta 4}}{2}$$

Nous ne nous intéressons pas ici aux transitions des couches 0 et suivantes vers la couche K car leur intensité est très faible.

Le tableau 3 donne les énergies des raies $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K'_{\beta 1}$, $K'_{\beta 2}$ ainsi que la valeur des coefficients de fluorescence ω_K et les rapports d'intensité

$$\frac{I_{K_{\alpha 2}}}{I_{K_{\alpha 1}}}, \frac{I_{K_{\alpha' 1}}}{I_{K_{\alpha 1}}}, \frac{I_{K_{\beta' 2}}}{I_{K_{\alpha 1}}}$$

les dernières quantités étant tirées de la table de Wapstra.

Ce tableau permet donc de caractériser l'émission de rayons X d'un atome dans lequel s'est produite une vacance K. Pour déterminer la réponse du détecteur, il faut encore connaître la largeur de sa fonction de résolution et la variation de son efficacité en fonction de l'énergie. Nous avons indiqué précédemment la loi de variation de la première quantité. Le tableau 4 donne la valeur de l'efficacité du détecteur pour les raies caractéristiques des atomes en fonction de Z. Cette efficacité est calculée pour un faisceau parallèle incident sur la surface du détecteur.

La fonction de réponse du détecteur lorsque s'est produite une vacance K dans un atome de nombre atomique Z peut alors être calculée

$$R(Z, E) = A \omega_K(Z) \left[\sum_{k=1}^4 (I_k/I_1) \epsilon(E_k) \exp - 4 \text{Log} 2 ((E-E_k)/L(E_k))^2 \right] / \sum_k I_k/I_1$$

où A est un facteur de normalisation tel que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R(Z, E) dE = 10^5$$

$\frac{I_k}{I_1}$ est égal à l'un des rapports tels que $\frac{I_{K_{\alpha 2}}}{I_{K_{\alpha 1}}}$, E_k à l'énergie des raies $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta' 1}$, $K_{\beta' 2}$ lorsque k varie de 1 à 4, $L(E_k)$ à la largeur de la fonction de résolution.

Cette fonction de réponse est valable pour un atome ionisé une fois et supposé au repos dans le système du laboratoire. Ces conditions

ne sont pas réalisées dans le cas des fragments de fission. En effet, ceux-ci sont fortement ionisés puisqu'ils ont une charge ionique de l'ordre de 20 et ils sont animés d'une vitesse de l'ordre de 10^9 cm/s. Nous examinerons maintenant les conséquences de cet état de fait sur les fonctions de réponse $R(Z, E)$.

2.1.2. - Influence de la charge ionique des fragments

Watson ¹¹⁾ a calculé par la méthode de Hartree-Fock, l'influence de l'ionisation de l'atome sur l'énergie de liaison des électrons. Il a plus spécialement étudié le strontium, le palladium, le xénon et le samarium. A titre d'exemple, nous reproduisons dans le tableau 5 les énergies de liaison pour le strontium neutre, le strontium 20 fois ionisé, le samarium neutre et le samarium 26 fois ionisé.

On voit sur ce tableau que toutes les énergies de liaison sont augmentées d'une quantité de l'ordre du keV ; c'est pour cette raison que les énergies de transition sont peu modifiées comme on peut le voir sur le tableau 6 .

Ces faibles différences justifient le fait que nous ayons retenu dans nos calculs les énergies de transition des atomes neutres.

En ce qui concerne les intensités des transitions on peut admettre qu'elles ne sont pas modifiées si les couches électroniques qu'elles mettent en jeu ne sont pas ionisées. Dans le cas des fragments de fission, ni la couche K ni les couches L ne sont ionisées. Il s'ensuit que les intensités des raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$ ne doivent pas être sensiblement différentes de celles observées pour les atomes neutres. La couche M est partiellement ionisée pour le fragment léger mais elle ne l'est pas pour le fragment lourd. On devrait donc modifier les intensités des raies $K'_{\beta 1}$ et $K'_{\beta 2}$. Nous ne l'avons pas fait en absence de données précises sur les modifications à apporter. Toutefois, l'approximation que nous avons faite en utilisant les valeurs de l'atome neutre ne devrait pas être très mauvaise.

En effet, dans la couche M, lessous-couches 3p qui sont, avec les sous-couches 3s, les plus profondes, ne sont probablement jamais fortement ionisées, donc l'intensité de la raie $k'_{\beta 1}$ n'est sans doute que peu modifiée. Quant à la couche N, sa contribution est de toute façon assez faible.

En définitive, l'état d'ionisation des fragments de fission ne semble pas nécessiter une modification de la fonction de réponse du détecteur des rayons X.

2.1.3. - Effet de la vitesse d'entraînement des fragments

Si θ est l'angle que fait la direction d'émission du rayon X d'énergie E avec la trajectoire du fragment de fission, l'énergie observée dans le système du laboratoire sera :

$$E + E \frac{v}{c} \cos \theta$$

où v est la vitesse du fragment.

Si l'on se rapporte à la Fig.1, on voit que la trajectoire du rayon X détecté fait un angle avec celle du fragment de fission émetteur qui dépend de l'emplacement sur cette trajectoire du point d'émission. Il nous a donc paru nécessaire d'étudier en détail les modifications apportées aux fonctions de réponse par l'effet Doppler. Chaque fonction de réponse correspondant à une charge Z donnée du fragment, nous avons tout d'abord cherché à déterminer les fonctions $p_Z(\cos \theta)$ donnant la probabilité pour que les trajectoires du fragment et du rayon X fassent un angle θ . Nous avons utilisé pour cela une méthode de Monte Carlo. Une trajectoire de fragment de fission était tout d'abord choisie au hasard en sélectionnant le point d'émission du fragment sur le dépôt et son point d'impact sur le détecteur ; la trajectoire ainsi choisie était affectée d'un poids relatif proportionnel à la probabilité d'obtenir cette trajectoire parmi toutes les trajectoires possibles. On choisissait ensuite d'une manière analogue un instant

d'émission du rayon X par le fragment ; pour ce faire, on avait attribué à un fragment de Z donné une constante de temps d'émission τ_Z . Le temps d'émission était alors choisi avec une loi de probabilité :

$$\frac{1}{\tau_Z} \exp - (t/\tau_Z)$$

En se donnant ensuite la vitesse du fragment prise égale à sa vitesse moyenne $v(Z)$, on pouvait trouver la distance parcourue par le fragment sur sa trajectoire au moment de l'émission du rayon X

$$x = v(Z) t$$

La trajectoire du rayon X était alors fixée en se donnant un point d'impact sur le détecteur de rayons X. On pouvait ainsi calculer la valeur de $\cos \theta$ et en répétant le calcul, obtenir un histogramme de la courbe $p(\cos \theta)$. Si l'on désigne par $P(E', E)$ la probabilité d'observer un écart $E-E'$ entre l'énergie du rayon X, E' , dans le laboratoire, et son énergie E dans le système du fragment, on a :

$$P(E', E) = p \left(\frac{E' - E}{E} \times \frac{c}{v} \right)$$

Le spectre de rayons X émis par le fragment étant relativement étroit, nous avons remplacé E par sa valeur moyenne E_M au dénominateur de l'argument du second membre, et, dans ces conditions, la fonction $P(E', E)$ ne dépend plus que de la différence $E'-E$

$$P(E'-E) = p \left(\frac{E'-E}{E_M} \times \frac{c}{v} \right)$$

La fonction de réponse du détecteur devient alors

$$R^M(Z, E) = \int_{E'} P(E-E') R(Z, E') dE'$$

Dans le calcul ci-dessus, en plus de la géométrie de l'expérience, il est nécessaire de connaître la vitesse moyenne et la cons-

tante de temps pour l'émission de rayons X d'un fragment de charge Z. Pour obtenir ces quantités, nous avons tout d'abord déterminé, pour chaque valeur de Z, une valeur moyenne de la masse des fragments en utilisant les relations 1.3 et 1.3 bis. Nous avons ensuite utilisé les valeurs de l'énergie cinétique totale E_T^C en fonction de la masse données par Milton et al ¹²⁾. On obtient alors :

$$v = \left[2 E_T^C (M-m)/mM \right]^{1/2}$$

où M est la masse du noyau de ²⁵²Cf.

La valeur de α en fonction de m a été mesurée par Kapoor et al ¹³⁾. Le tableau 7 récapitule toutes les valeurs utilisées.

Le résultat du calcul montre que l'effet Doppler introduit un décalage et un élargissement des raies.

Rappelons que le décalage maximal obtenu pour $\theta = 0^\circ$ vaut environ 1 keV pour des rayons X de 30 keV. Le tableau 8 donne les décalages et les élargissements résultant du calcul pour chaque valeur de Z et pour notre géométrie expérimentale.

Les valeurs de ce tableau ne sont qu'indicatives, compte tenu de la statistique du calcul de Monte Carlo. On peut toutefois en déduire que le décalage en énergie est faible, les angles moyens d'émission étant proches de 90° ; par contre, l'élargissement Doppler est assez considérable puisqu'il est supérieur à la moitié de la largeur de la fonction de résolution du détecteur. La principale faiblesse du calcul réside dans la mauvaise connaissance de la distribution des temps d'émission des rayons X ; d'une part, il est probable que plusieurs constantes de temps de décroissance doivent exister pour chaque noyau et a fortiori pour l'ensemble des noyaux caractérisés par une charge ou une masse donnée ; d'autre part, l'observation de fluctuations importantes ^{4,5)} dans la probabilité d'émission de rayons X par deux noyaux de Z consécutifs conduit à penser qu'un phénomène analogue devrait se produire pour les constantes de temps de décroissance.

2.2. - Rappel sur la Méthode des Moindres Carrés.

Connaissant les réponses $R(Z,i)$ ou $R^M(Z,i)$, il s'agit de déterminer les intensités $Y(Z)$ par la méthode des moindres carrés. Les taux de comptage dans chaque canal du spectre étudié sont les quantités $N(i)$. Nous écrirons, dans ce paragraphe, ces quantités en utilisant une notation indicielle. Ainsi on peut définir une matrice $\bar{R}$ d'éléments R_{Zi} , un vecteur $\bar{Y}$ d'éléments Y_Z et un vecteur $\bar{N}$ d'éléments N_i . De plus, les erreurs expérimentales sur les taux de comptage N_i sont définies par :

$$\text{Var } N_i = \sigma_i^2 = 1/W_i$$

Les paramètres a , b et c du bruit de fond sont assimilés à des composantes du vecteur $\bar{Y}$. La méthode consiste alors à minimiser l'expression :

$$X^2 = \sum_i (N_i - \sum_Z Y_Z R_{Zi})^2 W_i$$

par rapport à tous les Y_Z .

On obtient ainsi le système d'équations linéaires :

$$\sum_i R_{Zi} W_i N_i = \sum_Z Y_Z, \quad \sum_i R_{Zi} W_i R_{Z'i}$$

qu'on peut écrire sous forme matricielle en définissant le vecteur α de composantes :

$$\alpha_i = W_i^{1/2} N_i$$

et la matrice A de composantes :

$$A_{Zi} = R_{Zi} W_i^{1/2}$$

$$\bar{\bar{A}} \bar{\alpha} = \bar{\bar{A}} \bar{\bar{A}}^+ Y$$

et on obtient donc :

$$Y = (\bar{\bar{A}} \bar{\bar{A}}^+)^{-1} \bar{\bar{A}} \bar{\alpha} = \bar{\bar{B}} \bar{\alpha}$$

Il est évidemment important de connaître la matrice de variance des Y , de composantes :

$$\text{CoVar}_{ZZ'} Y_Z = \overline{Y_Z Y_{Z'}} - \bar{Y}_Z \bar{Y}_{Z'}$$

On a :

$$Y_Z = \sum_i B_{Zi} \alpha_i$$

$$\begin{aligned} Y_Z Y_{Z'} &= \sum_i B_{Zi} \alpha_i \sum_j B_{Z'j} \alpha_j \\ &= \sum_{ij} B_{Zi} B_{Z'j} \alpha_i \alpha_j \end{aligned}$$

et :

$$\begin{aligned} \overline{Y_Z Y_{Z'}} &= \sum_{ij} B_{Zi} B_{Z'j} \overline{\alpha_i \alpha_j} \\ &= \sum_{i=j} B_{Zi} B_{Z'i} \bar{\alpha}_i^2 + \sum_{i \neq j} B_{Zi} B_{Z'j} \bar{\alpha}_i \bar{\alpha}_j \end{aligned}$$

Les quantités α_i et α_j sont, en effet, supposées indépendantes ; il vient alors :

$$\text{CoVar}_{ZZ'} Y_Z = \sum_i B_{Zi} B_{Z'i} \text{Var } \alpha_i$$

Or :

$$\text{Var } \alpha_i = W_i \text{Var } N_i = 1$$

donc :

$$\text{CoVar}_{ZZ'} Y_Z = \sum_i B_{Zi} B_{Z'i}$$

La matrice des covariances est donc égale à :

$$\begin{aligned} \overline{\text{CoVar } Y} &= \overline{B} \overline{B}^+ = (\overline{A} \overline{A}^+)^{-1} \overline{A} \overline{A}^+ (\overline{A} \overline{A}^+)^{-1} \\ &= (\overline{A} \overline{A}^+)^{-1} \end{aligned}$$

Ce n'est que dans la mesure où la matrice de Covariance est presque diagonale qu'on peut faire confiance à la valeur des paramètres déterminés par la méthode des moindres carrés.

Remarquons qu'on peut définir des combinaisons linéaires des paramètres pour lesquelles la matrice de covariance est diagonale ; la transformation correspondante est en effet celle qui diagonalise la matrice de covariance.

2.3. - Influence des fonctions de réponse sur les résultats

Nous avons utilisé les méthodes décrites ci-dessus pour traiter les spectres A(I,K) et B(I, L, M) définis dans le paragraphe 1.5. Dans le cas des spectres A(I,K) nous avons fait le calcul en utilisant soit les fonctions de réponse R(Z,i) soit les fonctions de réponse corrigées de l'effet Doppler $R^M(Z,i)$. La Fig. 8 montre les résultats obtenus dans les deux cas ; sur cette figure, on a reporté pour chaque Z les intensités normalisées correspondant aux différentes valeurs de ν c'est-à-dire des quantités de la forme

$$P(Z, \nu) = \frac{Y(Z, \nu)}{\sum_{\nu} Y(Z, \nu)}$$

où $Y(Z, \nu)$ est l'intensité correspondant à un noyau de charge Z dans le spectre de rayons X en coïncidence avec ν neutrons détectés.

On peut voir sur cette figure que l'utilisation de l'un ou l'autre type de fonctions de réponse influe peu sur le résultat. La valeur du nombre moyen de neutrons détectés en fonction de Z étant donnée par :

$$\bar{\nu}_Z^D = \sum_{\nu} \nu P(Z, \nu)$$

on peut donc s'attendre à ce que les valeurs ainsi obtenues ne soient pas non plus très sensibles au type de fonctions de réponse utilisé. La Fig. 9 montre qu'il en est bien ainsi.

Par contre, les deux méthodes donnent des résultats assez notablement différents lorsqu'on calcule des quantités telles que :

$$I(Z) = \sum_{\nu} Y(Z, \nu)$$

La Fig. 10 montre ainsi le nombre de rayons X émis par fission en fonction de Z ; on a reporté, sur cette figure, les résultats obtenus avec les deux types de réponse ainsi que ceux obtenus par Watson et al.⁵⁾ L'accord entre les différents résultats n'est que qualitatif.

En conclusion, on peut dire que si l'on étudie des quantités telles que la distribution de l'énergie cinétique des fragments ou celle du nombre de neutrons émis en fonction de Z, les résultats ne semblent pas très sensibles au détail des fonctions de réponse choisies. Dans la suite nous nous intéresserons exclusivement à de telles distributions et négligerons l'influence de l'effet Doppler sur les fonctions de réponse.

Les tableaux 9 et 10 résument les résultats obtenus ; on y trouve la valeur moyenne du nombre de neutrons détectés, le nombre de rayons X émis par fission et les erreurs sur ces quantités. Le tableau 9 correspond au cas où l'on utilisait les fonctions de réponse non modifiées, le tableau 10 celui où l'on utilisait les fonctions de réponse modifiées. Dans les deux tableaux, le nombre total de rayons X émis par fission a été normalisé à la valeur trouvée par Bowman.

Le tableau 11 représente les résultats bruts obtenus en traitant les spectres X en coïncidence avec 0, 1, 2, 3 ou 4 neutrons. On y

lit les intensités des raies X résultant du programme de traitement. Les erreurs sur les valeurs des intensités sont également indiquées. Ce tableau correspond à l'utilisation des fonctions de réponse modifiées.

Le tableau 12 résume le résultat des analyses des spectres du type B(I,L,M). Ces analyses ont été faites sans tenir compte de l'effet Doppler. Pour chaque valeur du nombre de neutrons détectés, on obtient une matrice d'intensités correspondant chacune à une valeur de Z et une valeur de l'énergie de fission, exprimée en numéro de canal.

3. RESULTATS CONCERNANT L'ENERGIE CINETIQUE DES FRAGMENTS ET SA VARIATION EN FONCTION DE LEUR CHARGE Z

A partir du tableau 12 on obtient facilement par sommation sur les valeurs de ν un tableau d'intensités bidimensionnel $I(Z,N)$, où Z est la charge, N l'énergie cinétique du fragment exprimée en nombre de canaux. En utilisant les correspondances entre Z et m d'une part, entre E^c et N d'autre part indiquées plus haut, on obtient un tableau $I(Z,E^c)$ ou E^c est cette fois l'énergie du fragment exprimée en MeV. On a calculé pour chaque Z l'énergie cinétique moyenne du fragment :

$$\bar{E}^c = \frac{\sum_{E^c} I(Z,E^c) \times E^c}{\sum_{E^c} I(Z,E^c)}$$

de même que l'erreur sur cette quantité $\mathcal{E}_{\bar{E}}$ par la formule :

$$\mathcal{E}_{\bar{E}}^2 = \frac{\sum_{E^c} \left[\frac{E^c \left(\sum_{E^c} I(Z,E^c) \right) - \sum_{E^c} E^c I(Z,E^c)}{\left(\sum_{E^c} I(Z,E^c) \right)^2} \right]^2}{\sigma_{I(Z,E^c)}^2}$$

On a également calculé l'écart type de la distribution de E^c , $\sigma(E^c)$ et l'erreur sur cette quantité $\mathcal{E}_{\sigma(E^c)}$. Le tableau 13 donne les résultats obtenus. En utilisant les relations entre la masse et la charge, d'une part, les valeurs du nombre de neutrons émis en fonction de la masse des frag-

ments¹⁴⁾ d'autre part on a calculé l'énergie moyenne des fragments avant émission neutronique, la valeur moyenne et l'écart type de la distribution des énergies cinétiques totales et les erreurs sur ces quantités. Les résultats obtenus sont reportés sur le tableau 14 en même temps que les résultats obtenus par H.W. Schmitt.

Les énergies cinétiques totales ont été calculées d'une part par la formule

$$E_T^C = E_1^C \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right)$$

où E_1^C est l'énergie cinétique du fragment de masse m_1 avant émission de neutrons,

et, d'autre part par

$$E_T^S = E_1^C + E_2^C$$

les indices 1 et 2 se référant à des fragments complémentaires.

L'examen du tableau 14 montre que nos résultats donnent une valeur de l'énergie cinétique des fragments systématiquement inférieure à celle trouvée par Schmitt et al. La différence se situe entre 3 et 5 MeV. Elle se traduit par des valeurs de l'énergie cinétique totale inférieures à celles trouvées par Schmitt (1) ainsi que par Britt (15) et Milton et Fraser (12). De plus elle conduit à des valeurs différentes de l'énergie cinétique totale pour les fragments de Z complémentaires.

Toutes ces anomalies peuvent être dues à une erreur dans notre méthode de calibration. Elles peuvent aussi montrer que la probabilité d'émission de rayons X dépend de l'énergie d'excitation des fragments de fission. La possibilité d'une telle dépendance est une source d'ambiguïté quant aux résultats présentés dans ce travail ; nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Une variation de la probabilité d'émission de rayons X en fonction de l'énergie d'excitation des fragments peut être attendue d'après l'argument qualitatif suivant :

l'émission de rayons X n'est notable que pour des transitions électromagnétiques fortement converties. Exception faite des transitions $0 \rightarrow 0$, ces transitions sont en général de caractère multipolaire élevé. Il est donc probable que les niveaux origines de ces transitions ont des spins assez élevés. Il n'est d'autre part pas déraisonnable de penser que le spin moyen du fragment excité croît avec l'énergie d'excitation. Ainsi pourrait-on attendre une corrélation positive entre l'énergie d'excitation du fragment et la probabilité d'émission de rayons X.

4. RESULTATS CONCERNANT L'EMISSION NEUTRONIQUE .

Les résultats de l'expérience peuvent se présenter sous la forme d'un ensemble d'histogrammes de fréquence de détection de ν neutrons, chaque histogramme correspondant à un couple (Z, E_F) donné ou encore si l'on ne s'intéresse pas à la valeur de l'énergie du fragment à une valeur de Z donnée.

Soit $H(\nu)$ un tel histogramme.

Le problème consiste à obtenir à partir de cet histogramme expérimental la distribution des probabilités $P(\nu)$ pour l'émission de ν neutrons par le fragment considéré. Les effets expérimentaux à prendre en compte dans le passage de $H(\nu)$ à $P(\nu)$ et réciproquement sont au nombre de trois :

- le bruit de fond du détecteur,
- l'efficacité du détecteur,
- les fluctuations statistiques.

L'obtention de la loi $P(\nu)$ signifierait que toute l'information se retrouverait dans l'histogramme $H(\nu)$; c'est en général faux et c'est pourquoi on se contentera de calculer les deux premiers moments de la loi $P(\nu)$ soit :

$$\bar{\nu} = \sum_{\nu=0}^{\infty} \nu P(\nu)$$

:

$$\sigma^2(\nu) = \sum_{\nu=0}^{\infty} (\nu - \bar{\nu})^2 P(\nu)$$

Dans l'annexe I nous indiquons toutefois la méthode générale permettant d'obtenir $P(\nu)$ à partir de $H(\nu)$ en même temps que les moments de $P(\nu)$ en fonction de ceux de $H(\nu)$.

Le bruit de fond du détecteur de neutrons a été évalué à 0,1757 neutrons par fission, valeur déterminée avec une erreur négligeable devant les autres erreurs expérimentales. Cette quantité doit donc être soustraite de toutes les valeurs moyennes de nombre de neutrons obtenues expérimentalement.

1.1. - Nombre moyen de neutrons émis en fonction de la charge des fragments.

Après avoir effectué la correction de bruit de fond sur les données du tableau 9 il était nécessaire de procéder aux corrections d'efficacité. Pour cela nous avons groupé les résultats correspondants à des paires de fragments complémentaires ce qui permet d'écrire, comme indiqué dans l'annexe I :

$$\bar{\nu}_1^D = a(\nu_1)\bar{\nu}_1 + b(\nu_2)\bar{\nu}_2$$

$$\bar{\nu}_2^D = b(\nu_1)\bar{\nu}_1 + a(\nu_2)\bar{\nu}_2$$

les quantités $a(v)$ et $b(v)$ remplaçant les éléments de la matrice d'efficacité $\epsilon_{1\alpha}, \epsilon_{2\alpha}, \epsilon_{1\beta}$ et $\epsilon_{2\beta}$ de l'annexe I. Les valeurs de $a(v)$ et $b(v)$ ont été déterminées grâce au Calcul de Monte Carlo cité en 1.3. en tenant compte de l'efficacité globale du détecteur qui valait 15,2% par neutron par fission dans le cas de notre expérience. Sur le tableau 15 nous avons indiqué les valeurs des éléments des matrices d'efficacité correspondant aux couples de fragments complémentaires intéressants. Ces éléments sont exprimés en nombre de neutrons détectés pour cent neutrons émis par fragment.

On obtient ainsi le nombre moyen de neutrons émis par fragment indiqué au tableau 16, ainsi que les erreurs sur ce nombre. Sur ce tableau, comme sur les autres, les erreurs indiquées correspondent à l'écart quadratique moyen de la quantité considérée.

La Fig.11 résume le tableau 16. Il est possible de comparer nos résultats à ceux obtenus par les expérimentateurs qui ont mesuré le nombre de neutrons émis en fonction de la masse des fragments. Pour cela on fait correspondre à chaque valeur de Z une valeur de la masse moyenne des fragments ayant la charge Z . Cette correspondance a été indiquée par les formules 1.3 et 1.3 bis. La Fig.12 permet ainsi de comparer nos résultats à ceux obtenus par Whetstone¹⁶⁾ et par Bowman¹⁴⁾ et al. L'accord d'ensemble est satisfaisant, mais nos résultats sont plus proches de ceux de Whetstone.

Sur la Fig.13 on a reporté la courbe de distribution en masse des fragments de fission du ^{252}Cf et le nombre de neutrons émis calculé d'après nos résultats en utilisant les formules 1.3 et 1.3 bis et sans tenir compte de l'efficacité du détecteur. Cette figure met en évidence l'existence marquée de structures fines dans l'émission neutronique du fragment lourd. On distingue ainsi deux plateaux correspondant l'un aux charges 52-53-54, l'autre aux charges 55-56-57. Ces structures semblent être en correspondance avec les structures fines de la distribution en masse.

4.2. - Variance du nombre de neutrons émis en fonction de la charge des fragments.

Pour chaque valeur de Z , notre expérience fournit une loi de probabilité de détection de neutrons $P_M^Z(\nu)$ à laquelle correspond une variance $\sigma_M^2(\nu; Z)$. On a d'autre part également mesuré la loi de probabilité $P_B(\nu)$ correspondant au bruit de fond. Cette loi est caractérisée par une variance

$$\sigma_B^2 = 0,1915$$

La variance de la distribution des neutrons détectés, correction faite du bruit de fond s'écrit donc, d'après l'annexe I :

$$\sigma_D^2(\nu; Z) = \sigma_M^2(\nu; Z) - 0,1915$$

A partir des valeurs ainsi obtenues de $\sigma_D^2(\nu; Z)$ il est possible, d'après l'Annexe I, d'obtenir les valeurs de la variance de la distribution des neutrons émis par les fragments si l'on suppose que $\mu_{11}^P = 0$. Pour cela on considère les valeurs correspondant à deux fragments complémentaires $\sigma_D^2(\nu; Z)$ et $\sigma_D^2(\nu; 98 - Z)$ et on résoud le système d'équations :

$$\begin{aligned} \sigma_D^2(\nu; Z) &= \varepsilon_{1\alpha}^2 \sigma^2(\nu; Z) + \varepsilon_{2\alpha}^2 \sigma^2(\nu; 98 - Z) + \varepsilon_{1\alpha} (1 - \varepsilon_{1\alpha}) \bar{\nu}(Z) + \varepsilon_{2\alpha} (1 - \varepsilon_{2\alpha}) \bar{\nu}(98 - Z) \\ \sigma_D^2(\nu; 98 - Z) &= \varepsilon_{1\beta}^2 \sigma^2(\nu; Z) + \varepsilon_{2\beta}^2 \sigma^2(\nu; 98 - Z) + \varepsilon_{1\beta} (1 - \varepsilon_{1\beta}) \bar{\nu}(Z) + \varepsilon_{2\beta} (1 - \varepsilon_{2\beta}) \bar{\nu}(98 - Z) \end{aligned}$$

où la matrice

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{1\alpha} & \epsilon_{2\alpha} \\ \epsilon_{1\beta} & \epsilon_{2\beta} \end{vmatrix}$$

est la matrice d'efficacité

$$\begin{vmatrix} a(v_1) & b(v_2) \\ b(v_1) & a(v_2) \end{vmatrix}$$

définie plus haut, $\bar{\nu}(Z)$ est la valeur moyenne du nombre de neutrons émis par le fragment de charge Z, $\sigma^2(\nu:Z)$ est la variance de la distribution de ces neutrons.

Dans nos calculs, nous avons négligé le terme

$$\epsilon_{2\alpha}^2 \bar{\nu}(98-Z)$$

et le terme

$$\epsilon_{2\alpha}^2 \sigma^2(\nu:98-Z)$$

Il vient alors pour la première équation :

$$\sigma_D^2(\nu:Z) = \epsilon_{1\alpha}^2 \sigma^2(\nu:Z) + \bar{\nu}_D(Z) - \epsilon_{1\alpha}^2 \bar{\nu}(Z)$$

où

$$\bar{\nu}_D(Z) = \epsilon_{1\alpha} \bar{\nu}(Z) + \epsilon_{2\alpha} \bar{\nu}(98-Z)$$

est la valeur de $\bar{\nu}$ mesurée expérimentalement après correction de bruit de fond. On voit alors qu'à chaque valeur de Z ne correspond plus qu'une seule équation.

L'erreur sur $\sigma^2(\nu:Z)$ se calcule par les formules suivantes :

$$\epsilon^2 \sigma_D^2(\nu:Z) = \left[\epsilon^2 \sigma^2(\nu:Z) + \epsilon_{1\alpha}^2 (1 - \epsilon_{1\alpha})^2 \epsilon^2 \bar{\nu}(Z) \right] / \epsilon_{1\alpha}^2$$

la variance de $\bar{\nu}(Z)$, $\epsilon^2 \bar{\nu}(Z)$ est connue et égale au carré des erreurs sur $\bar{\nu}$ indiquées au tableau 16 et

$$\epsilon^2 \sigma_D^2(\nu:Z) = \sum_{\nu} (\nu - \bar{\nu}(Z))^4 \epsilon^2 P(\nu)$$

où $\xi^2_P(\nu)$ est la variance de la détermination expérimentale des $P(\nu)$, probabilité de détecter ν neutrons. Les $\xi^2_P(\nu)$ s'obtiennent facilement à partir du tableau 11. Tous calculs faits, on obtient le tableau 17 donnant $\sigma(\nu:Z)$ et $\xi\sigma(\nu:Z) = \left[\xi^2 \sigma^2(\nu:Z) \right]^{1/2} / 2\sigma(\nu:Z)$

La fig. 14 résume ce tableau.

Il semble, d'après ce tableau, que les valeurs de $\sigma_{(\nu)}^2$ soient légèrement différentes pour les fragments lourds et pour les fragments légers. A l'intérieur de chaque groupe on ne peut mettre en évidence aucune variation systématique d'amplitude supérieure aux erreurs de mesure. Les moyennes pondérées des variances sont :

- pour le groupe léger : $\sigma_L^2 = 1,108 \pm 0,033 = \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_L:Z)$
- pour le groupe lourd : $\sigma_H^2 = 1,446 \pm 0,040 = \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_H:Z)$

où $\sigma_L^2 = \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_L:Z)$
 et $\sigma_H^2 = \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_H:Z)$

sont les valeurs moyennes des variances du nombre de neutrons émis par les fragments légers et lourds de charge donnée. Ces valeurs moyennes sont calculées ici en pondérant par les erreurs commises sur les $\sigma^2(\nu:Z)$.

Il est intéressant de rapprocher ces chiffres de la variance du nombre total de neutrons émis par fission du ^{252}Cf . Cette variance vaut ¹⁷⁾

$$\sigma_{(\nu_T)}^2 = 1,55 \pm 0,04$$

Terrell ¹⁸⁾ a montré que cette variance pouvait être reliée à la variance moyenne du nombre total de neutrons émis par des fragments de masse donnée par la relation

$$\sigma_{(\nu_T)}^2 = \left\langle \frac{d\nu_T}{dm} \right\rangle^2 \sigma^2(m) + \frac{M}{m} \sigma^2(\nu_T:m)$$

où $\sigma^2_{(\nu_T)}$ est la variance du nombre total de neutrons émis par fission du ^{252}Cf , $\langle \frac{d\nu_T}{dm} \rangle$ est la pente de la variation de $\bar{\nu}_T$ en fonction de la masse d'un fragment, par exemple le fragment lourd, $\sigma^2(m)$ est la variance de la courbe de distribution en masse des fragments lourds et $M_m \sigma^2(\nu_T : m)$ est la valeur moyennée sur les masses de la variance du nombre total de neutrons émis par les fragments de masse m et $252 - m$. En retenant les valeurs indiquées par Terrell ¹⁸⁾ pour

$$\langle \frac{d\nu_T}{dm} \rangle = -0,01 \pm 0,03$$

et pour

$$\sigma^2(m) = 47,6 \pm 4$$

On voit que

$$\langle \frac{d\nu_T}{dm} \rangle^2 \sigma^2(m) = 0,00476 \pm 0,001$$

Ce terme peut être considéré comme négligeable devant la valeur de $\sigma^2_{(\nu_T)}$ et nous pouvons donc supposer que :

$$M_m \sigma^2(\nu_T : M) = \sigma^2_{(\nu_T)} = 1,55 \pm 0,04$$

Nous supposons aussi que

$$M_Z \sigma^2(\nu_T : Z) = M_m \sigma^2(\nu_T : m)$$

dans ces conditions on peut écrire que

$$M_Z \sigma^2(\nu_T : Z) = M_Z \sigma^2(\nu_L : Z) + M_Z \sigma^2(\nu_H : Z) + 2M_Z \mu_{11}(\nu_L \nu_H : Z)$$

La somme trouvée expérimentalement de $\frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_L : Z)$ et de $\frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_H : Z)$ valant $2,554 \pm 0,07$ est nettement supérieure à la valeur $1,55 \pm 0,04$ attribuée à $\frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_T : Z)$. Il s'ensuit que l'hypothèse faite sur μ_{11} est controuvée.

Si $\mu_{11} \neq 0$ les équations à résoudre deviennent alors

$$\sigma_D^2(\nu : Z) = \epsilon_{1\alpha}^2 \sigma_\nu^2(\nu : Z) + 2 \epsilon_{1\alpha} \epsilon_{2\alpha} \mu_{11}(Z) + \bar{\nu}_D(Z) - \epsilon_{1\alpha}^2 \bar{\nu}(Z)$$

qui pour les valeurs moyennes peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} 1,108 &= \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_L : Z) + 2 \frac{\epsilon_{2\alpha}}{\epsilon_{1\alpha}} \frac{M}{Z} \mu_{11}(\nu_L \nu_H : Z) \\ 1,446 &= \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_H : Z) + 2 \frac{\epsilon_{1\beta}}{\epsilon_{2\beta}} \frac{M}{Z} \mu_{11}(\nu_L \nu_H : Z) \\ 1,55 &= \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_L : Z) + \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_H : Z) + 2 \frac{M}{Z} \mu_{11}(\nu_L \nu_H : Z) \end{aligned}$$

En prenant des valeurs moyennes pour $\epsilon_{2\alpha}$, $\epsilon_{1\beta}$, $\epsilon_{1\alpha}$, $\epsilon_{2\beta}$ égales

$$\begin{aligned} \text{à} \quad \epsilon_{2\alpha} &= 2 \cdot 10^{-2} & \epsilon_{1\beta} &= 10^{-2} \\ \epsilon_{1\alpha} &= 32 \cdot 10^{-2} & \epsilon_{2\beta} &= 27,5 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

On trouve :

$$\begin{aligned} \frac{M}{Z} \mu_{11}(\nu_L \nu_H : Z) &= -0,55 \pm 0,03 \\ \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_L : Z) &= 1,177 \pm 0,03 \\ \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_H : Z) &= 1,406 \pm 0,04 \end{aligned}$$

4.3. - Variation du nombre de neutrons émis en fonction de l'énergie cinétique des fragments

En utilisant le tableau 12, on peut calculer pour chaque couple de valeurs (Z,N) une valeur du nombre moyen de neutrons détectés soit :

$$\nu_D(Z, N) = \sum_{\nu} \nu I(Z, N, \nu) / \sum_{\nu} I(Z, N, \nu)$$

Connaissant Z , on peut, par la méthode de calibration indiquée plus haut, faire correspondre à N une valeur de l'énergie cinétique du fragment E_F^C . A partir de la relation existant entre la masse moyenne d'un fragment et sa charge on peut, a partir du couple (Z, E_F^C) calculer approximativement la vitesse du fragment de même que les quantités Z^* , E_F^{C*} , v^* du fragment complémentaire.

La connaissance des vitesses des fragments nous permet de construire la matrice des efficacités du détecteur de neutrons. Les courbes de la Fig. 5 avaient auparavant été représentées par un développement en polynômes de Legendre

$$\begin{aligned} a(v) &= 29,64 + 3,6 u + 0,158 (1,5 u^2 - 0,5 u) \\ b(v) &= 1,55 - 0,83 u + 0,09 (1,5 u^2 - 0,5 u) \end{aligned}$$

avec :

$$u = \frac{2v - (0,99 + 1,490)}{1,490 - 0,99}$$

$a(v)$ et $b(v)$ étant exprimés en % et v en cm/s. Connaissant la matrice d'efficacité pour les couples de fragments complémentaires, on pouvait donc calculer $\nu(Z, N)$ à partir de $\nu_D(Z^*, N^*)$ et de $\nu_D(Z, N)$ où N^* est un numéro de canal correspondant au couple (Z^*, E_F^{C*}) . De même on obtient :

$$\nu_T(Z, N) = \nu(Z, N) + \nu(Z^*, N^*)$$

où $\nu_T(Z, N)$ est le nombre total de neutrons émis par les deux fragments (Z, E_F^C) et (Z^*, E_F^{C*}) . Les tableaux 18 et 19 donnent les valeurs de $\nu(Z, N)$ et de $\nu_T(Z, N)$ respectivement.

Remarquons que le traitement présenté ici pour le calcul

de E_F^{c*} n'est pas rigoureux car on n'a pas tenu compte du fait que les énergies mesurées le sont après émission neutronique. Cette correction a été faite par contre dans le calcul de $E_F^A(Z,N)$ et de $E_T^A(Z,N)$, en écrivant :

$$E_F^A(Z,N) = E_F(Z,N) (1 + \nu(Z,N)/m(Z))$$

$$E_T^A(Z,N) = E_F^A(Z,N) (1 + m(Z)/m(Z^*))$$

Le tableau 20 donne les valeurs de $E_T^A(Z,N)$

La figure 15 donne pour chaque valeur de Z la variation de ν et ν_T en fonction de $E_T^A(Z,N)$. La figure a été obtenue à partir des tableaux 18, 19 et 20.

Sur la Fig. 15, on remarque que les courbes $\nu(E_T^c)$ et surtout $\nu_T(E_T^c)$ contiennent toute une partie approximativement linéaire. Ces parties linéaires ont été traitées par la méthode des moindres carrés. On a reporté sur la Fig. 16 et le tableau 21 l'inverse des pentes des droites $\langle \frac{d\nu}{dE_T^c} \rangle$ résultant de ce traitement. Sur la Fig. 16 nous avons également reporté quelques points obtenus à partir des variations de $\bar{\nu}(E_T^c)$ pour différentes masses indiquées par Bowman¹⁴⁾. On voit que l'accord entre nos résultats et ceux de Bowman est assez bon.

Sur la Fig. 17 on a reporté la valeur du nombre total moyen de neutrons émis en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments quelle que soit leur charge. Là encore, on remarque une partie linéaire dans le diagramme. L'inverse de la pente de cette partie linéaire vaut 9 MeV.

Dans ce qui précède, nous avons donc indiqué une méthode de correction de l'effet d'émission de neutrons. Cette méthode peut être appliquée pour calculer l'énergie cinétique moyenne totale des fragments et la variance de cette énergie avant émission de neutrons.

Le tableau 22 donne les valeurs des énergies cinétiques moyennes et des variances ainsi obtenues. On a également reporté sur ce tableau les valeurs des variances calculées à partir des expériences de mesure de double énergie cinétique des fragments.

Notre expérience nous a donc permis d'obtenir les moments centrés d'ordre un et deux des distributions de neutrons émis par des fragments de charge donnée soit : $\bar{\nu}(Z)$, $\sigma^2(\nu:Z)$ $C(\nu_1, \nu_2 : Z)$, où $C(\nu_1, \nu_2 : Z)$ est la covariance de la distribution des neutrons émis par des fragments complémentaires.

Nous avons également, au paragraphe précédent, obtenu des quantités telles que $\langle \frac{d\nu_T}{dE_T^c} \rangle_Z$, $\langle \frac{d\nu_1}{dE_T^c} \rangle_Z$, $\langle \frac{d\nu_2}{dE_T^c} \rangle_Z$.

On peut obtenir d'autres quantités intéressantes à partir de ces résultats en utilisant des relations dont certaines sont données par Terrell⁸⁾. Ces relations sont démontrées dans l'Annexe II.

4.4. - Caractéristiques expérimentales de l'émission neutronique des fragments

Nous avons reporté sur le tableau 24 les valeurs de $\sigma^2(\nu_1 : Z)$, $\sigma^2(\nu_2 : Z)$ et $C(\nu_1, \nu_2 : Z)$ que notre expérience a fourni. Pour obtenir ces quantités, nous avons utilisé la méthode indiquée au paragraphe 4.2. Il était donc nécessaire de se fixer les valeurs de $\sigma^2(\nu_T : Z)$.

Nous savons que :

$$\frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_T : Z) \neq 1,55$$

nous avons supposé que la valeur de $\sigma^2(\nu_T : Z)$ ne dépendait pas de Z et choisi

$$4.4.1 - \sigma^2(\nu_T : Z) = \frac{M}{Z} \sigma^2(\nu_T : Z) = 1,55$$

On peut alors écrire :

$$4.4.2 - \sigma^2(\nu_T : Z) = \left\langle \frac{d\nu_T}{dE_T^c} \right\rangle^2 \sigma^2(E_T^c : Z) + \frac{M}{E_T^c} \sigma^2(\nu_T : E_T^c, Z)$$

En choisissant les valeurs de $\sigma^2(E_T^c : Z)$ reportées dans la dernière ligne du tableau 22 on obtient les valeurs de $\frac{M}{E_T^c} \sigma^2(\nu_T : E_T^c, Z)$ reportées sur le tableau 23.

Le traitement qui précède a été justifié par une expérience récente où nous avons pu mesurer directement les quantités $\sigma^2(\nu_T : m)$ et $\frac{M}{E_T^c} \sigma^2(\nu_T : E_T^c, m)$

Nous avons trouvé d'une part que les premières quantités dépendaient peu de la valeur de m , ce qui justifie les hypothèses 4.4.1. et d'autre part que les valeurs de $\frac{M}{E_T^c} \sigma^2(\nu_T : E_T^c, m)$ étaient comprises entre 0,35 et 0,55.

Ces valeurs calculées pour une charge donnée à l'aide de la loi de correspondance masse-charge également reportées sur le tableau 23.

Compte tenu des erreurs commises dans les deux expériences on peut considérer que les résultats qu'elles donnent sont compatibles entre eux.

4.5. - Quelques résultats concernant la répartition de l'énergie d'excitation entre les fragments et le processus d'émission neutronique

4.5.1. - A partir des valeurs des variances des distributions neutroniques trouvées au paragraphe 4.4. des variances de l'énergie cinétique totale et des pentes $\langle \frac{dv_1}{dE_T^c} \rangle_Z$, $\langle \frac{dv_2}{dE_T^c} \rangle_Z$ il est possible, en utilisant les différentes formules démontrées en annexe II de calculer des quantités liées directement à la répartition des énergies d'excitation des fragments de fission. En d'autres termes, dans ce qui suit, nous séparerons le processus de fission en deux étapes : la scission proprement dite caractérisée par une loi de distribution des énergies d'excitation $P(E_1^x, E_2^x)$ et l'évaporation de neutrons par les fragments excités.

4.5.2. - Nous utilisons d'abord les relations

$$4.5.2.1. - \sigma^2(v;Z) = \langle \frac{dv}{dE_T^c} \rangle_Z^2 \sigma^2(E_T^c;Z) + \frac{M}{E_T^c} \sigma^2(v_T;E_T^c,Z)$$

$$4.5.2.2. - C(v_1, v_2;Z) = \langle \frac{dv_1}{dE_T^c} \rangle_Z \langle \frac{dv_2}{dE_T^c} \rangle_Z \sigma^2(E_T^c;Z) + \frac{M}{E_T^c} C(v_1, v_2;E_T^c,Z)$$

pour calculer $\frac{M}{E_T^c} \sigma^2(v_1;E_T^c,Z)$, $\frac{M}{E_T^c} \sigma^2(v_2;E_T^c,Z)$ et $\frac{M}{E_T^c} C(v_1, v_2;E_T^c,Z)$

En effet l'emploi de 4.5.2.1. et 2 se justifie puisqu'on a vérifié expérimentalement que v_1 et v_2 dépendaient linéairement de E_T . Nous avons également calculé le coefficient de corrélation

$$\rho_Z = \frac{M}{E_T} p(v_1, v_2;E_T^c,Z) \neq \frac{\frac{M}{E_T^c} C(v_1, v_2;E_T^c,Z)}{\sqrt{\frac{M}{E_T^c} \sigma^2(v_1;E_T^c,Z) \frac{M}{E_T^c} \sigma^2(v_2;E_T^c,Z)}}$$

Les résultats sont reportés sur le tableau 25 ainsi que les erreurs s'y rapportant. On constate que la condition $|p_z| \leq 1$ est réalisée si l'on tient compte des barres d'erreurs. Le coefficient p_z semble proche de l'unité, ce qui signifie que pour des fragments de charges et d'énergie cinétique totale données, les émissions de neutrons par les fragments complémentaires sont fortement corrélées. Remarquons également que les valeurs de $M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z)$ sont toutes inférieures à 1 pour le fragment léger et au contraire supérieures à 1 pour le fragment lourd. Dans tous les cas, ces valeurs ne sont pas négligeables devant celles de la variance globale $\sigma^2(\nu : Z)$

4.5.3. - Nous avons, jusqu'à présent, considéré comme seul paramètre énergétique l'énergie cinétique totale des fragments E_T^c qui peut être reliée en moyenne à l'énergie d'excitation totale par :

$$\langle Q \rangle - E_T^c = \langle E_1^x \rangle + \langle E_2^x \rangle$$

Nous avons indiqué, dans la relation ci-dessus, des valeurs moyennes pour Q (énergie disponible) E_1^x et E_2^x (énergies d'excitation des fragments) car pour des charges données les fragments peuvent différer par leur masse. Cette précaution étant prise, nous omettrons désormais de noter les valeurs moyennes pour E_1^x et E_2^x et écrirons par exemple

$$d E_T^c = d E_1^x + d E_2^x$$

Nous admettons que, pour Z et E_T^c fixes $\bar{\nu}_1$ et $\bar{\nu}_2$ dépendent linéairement de E_1^x , énergie d'excitation d'un fragment et donc de E_2^x puisque

$$4.5.3.1. - E_1^x + E_2^x = Q - E_T^c$$

On peut alors appliquer à nouveau les relations de l'annexe II en écrivant :

$$\begin{aligned}
 4.5.3.2. - \quad \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) &= \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z) + \frac{M}{E_1^x} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, E_1^x, Z) \\
 \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z) &= \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_2^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 \sigma^2(E_2^x : E_T^c, Z) + \frac{M}{E_2^x} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, E_2^x, Z) \\
 C(\nu_1 \nu_2 : E_T^c, Z) &= \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z} \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_2^x} \right\rangle_{E_T^c, Z} C(E_1^x, E_2^x : E_T^c, Z) + \frac{M}{E_1^x} C(\nu_1 \nu_2 : E_T^c, E_1^x, Z)
 \end{aligned}$$

or, d'après 4.6.3.1. on a :

$$\left\langle \frac{d\nu_2}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z} = - \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_2^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}$$

$$\sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z) = \sigma^2(E_2^x : E_T^c, Z) = -C(E_1^x, E_2^x : E_T^c, Z)$$

Nous faisons, de plus, les hypothèses supplémentaires suivantes :

$$4.5.3.3. - \quad \frac{M}{E_1^x} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, E_1^x, Z) = \frac{M}{E_2^x} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, E_2^x, Z)$$

$$\frac{M}{E_1^x} C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, E_1^x, Z) = 0$$

ces hypothèses expriment que pour des énergies d'excitation données des deux fragments il n'y a pas de corrélation dans leur émission neutronique et que les caractéristiques de ces émissions sont les mêmes pour les deux fragments.

On peut alors écrire les relations 4.5.3.2. sous la forme

$$4.5.3.4 \quad \begin{aligned} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) &= \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z) + M_{E_1^x} \sigma^2(\nu : E_T^c, E_1^x, Z) \\ \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z) &= \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z) + M_{E_1^x} \sigma^2(\nu : E_T^c, E_1^x, Z) \end{aligned}$$

$$C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, Z) = \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z} \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$$

si de plus, nous supposons que $\left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle$ et $\left\langle \frac{d\nu_2}{dE_1^x} \right\rangle$ sont indépendants de $\sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$ nous pouvons écrire les relations 4.5.3.4. en les moyennant sur les valeurs de E_T^c soit :

$$M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) = M_{E_T^c} \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} M_{E_1^x} \sigma^2(\nu : E_T^c, E_1^x, Z)$$

$$M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z) = M_{E_T^c} \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} M_{E_1^x} \sigma^2(\nu : E_T^c, E_1^x, Z)$$

$$M_{E_T^c} C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, Z)^2 = M_{E_T^c} \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 M_{E_T^c} \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$$

Ici, les signes $M_{E_T^c} M_{E_1^x}$ indiquent qu'on effectue une double moyenne sur E_1^x et E_T^c , posons :

$$a = M_{E_T^c} \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$$

$$b = M_{E_T^c} \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_1^x} \right\rangle_{E_T^c, Z}^2 M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$$

$$c = M_{E_T^c} M_{E_1^x} \sigma^2(\nu : E_T^c, E_1^x, Z)$$

on a donc :

$$M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) = a + c$$

$$M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z) = b + c$$

$$M_{E_T^c} C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, Z)^2 = ab$$

il s'ensuit que a est la racine positive, b la racine négative de l'équation

$$x^2 - (M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z))x - M_{E_T^c} C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, Z)^2 = 0$$

donc :

$$a = \frac{1}{2} (M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z) + \sqrt{(M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z))^2 - 4 M_{E_T^c} C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, Z)^2})$$

$$b = \frac{1}{2} (M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) - \sqrt{(M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z))^2 - 4 M_{E_T^c} C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, Z)^2})$$

des valeurs de a et b on déduit celle de c .

$$c = \frac{1}{2} (M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z) - \sqrt{(M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, Z) + M_{E_T^c} \sigma^2(\nu_2 : E_T^c, Z))^2 - 4 M_{E_T^c} C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, Z)^2})$$

Le tableau 26 donne la liste des valeurs de a, b, c , ainsi obtenues et des erreurs sur ces quantités en fonction de Z . On remarque sur ce tableau les faibles valeurs de $M_{E_T^c} M_{E_1^x} \sigma^2(\nu_1 : E_T^c, E_1^x, Z)$ qui sont comprises entre 0 et 0,2. Cette constatation justifie à posteriori les hypothèses simplificatrices faites sur le processus d'émission

neutronique et traduites par les relations 4.5.3.3. D'autre part les valeurs trouvées, bien que légèrement inférieures à la moitié des valeurs de $M_{E_T}^c \tau^2(\nu_T : E_T^c, m)$ indiquées sur le tableau 23 ne sont pas incompatibles avec celles-ci compte tenu des erreurs.

L'hypothèse de l'indépendance des processus d'émission des neutrons par les deux fragments lorsque ceux-ci ont des énergies d'excitation données est un cas particulier d'une hypothèse plus générale que nous adopterons et dont nous allons développer quelques conséquences. Nous supposerons, en effet, que la désexcitation des fragments est indépendante de leur mode de formation et ne dépend donc que de leur nature et de leur énergie d'excitation. Il faut remarquer que cette hypothèse est plus restrictive que l'hypothèse du noyau composé puisqu'elle néglige l'influence du spin initial des fragments excités. Dans ces conditions, le processus d'évaporation des neutrons par un des fragments ne dépend pas de l'énergie d'excitation de l'autre.

Il s'ensuit que des quantités telles que

$$M_{E_1^x}^c \tau^2(\nu_1 : E_T^c, E_1^x, Z) \quad , \quad \text{et} \quad \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{Z, E_T^c}$$

sont indépendantes de E_T^c et que l'on peut écrire :

$$M_{E_T^c}^c M_{E_1^x}^c \tau^2(\nu_1 : E_T^c, E_1^x, Z) = M_{E_1^x}^c \tau^2(\nu_1 : E_1^x, Z)$$

$$M_{E_T^c}^c \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_{Z, E_T^c} = \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_Z$$

L'hypothèse d'indépendance se traduit aussi par des relations telles que $C(\nu_1, E_2^x : E_1^x, Z) = 0$

d'après la propriété d'additivité des covariances

$$C(x + y, Z) = C(x, Z) + C(y, Z)$$

On peut écrire également que

$$C(v_1, E_T^c : E_1^x, Z) = C(v_1, E_1^x : E_1^x, Z) + C(v_1, E_2^x : E_1^x, Z)$$

pour E_1^x fixe, il est évident que

$$C(v_1, E_1^x : E_1^x, Z) = 0 \quad \text{donc}$$

$$C(v_1, E_T^c : E_1^x, Z) = 0$$

D'après A-II.6. on peut alors écrire

$$\left\langle \frac{dv_1}{dE_T^c} \right\rangle_Z = \left\langle \frac{dv_1}{dE_1^x} \right\rangle_Z \left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \right\rangle_Z$$

soit

$$\left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \right\rangle_Z = \left\langle \frac{dv_1}{dE_T^c} \right\rangle_Z \left\langle \frac{dv_1}{dE_1^x} \right\rangle_Z^{-1}$$

de même

$$\left\langle \frac{dE_2^x}{dE_T^c} \right\rangle_Z = \left\langle \frac{dv_2}{dE_T^c} \right\rangle_Z \left\langle \frac{dv_2}{dE_2^x} \right\rangle_Z^{-1}$$

d'après les relations

$$C(E_1^x, E_T^c) = \left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \right\rangle \sigma^2(E_T^c)$$

$$C(E_2^x, E_T^c) = \left\langle \frac{dE_2^x}{dE_T^c} \right\rangle \sigma^2(E_T^c)$$

et la règle d'additivité des covariances, on voit que

$$\left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \right\rangle_Z + \left\langle \frac{dE_2^x}{dE_T^c} \right\rangle_Z = 1$$

il vient donc

4.5.3.5. -

$$1 = \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_T^c} \right\rangle_Z \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_Z^{-1} + \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_T^c} \right\rangle_Z \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_2^x} \right\rangle_Z^{-1}$$

les quantités $\left\langle \frac{d\nu_1}{dE_T^c} \right\rangle_Z$ et $\left\langle \frac{d\nu_2}{dE_T^c} \right\rangle_Z$ ont été déterminées expérimentalement (tableau 21).

Posons, alors :

$$a = A_{1Z}^2 = \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_Z^2 M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$$

$$b = A_{2Z}^2 = \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_2^x} \right\rangle_Z^2 M_{E_T^c} \sigma^2(E_2^x : E_T^c, Z)$$

$\left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_Z$ et $\left\langle \frac{d\nu_2}{dE_2^x} \right\rangle_Z$ étant évidemment positifs A_{1Z} et A_{2Z} le sont aussi. La relation 4.5.3.5. s'écrit alors :

$$1 = \sqrt{M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)} \left(\frac{1}{A_{1Z}} \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_T^c} \right\rangle_Z + \frac{1}{A_{2Z}} \left\langle \frac{d\nu_2}{dE_T^c} \right\rangle_Z \right)$$

A_{1Z}^2 et A_{2Z}^2 ayant été déterminées précédemment on tire de cette relation la valeur de

$$M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$$

puis $\left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle$ par la relation

$$\left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle = \frac{A_{1Z}}{\sqrt{M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)}}$$

Enfin, on obtient les valeurs de $\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \rangle$
par la relation

$$\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \rangle = \langle \frac{d\nu_1}{dE_T^c} \rangle \langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \rangle^{-1}$$

Les valeurs des trois quantités obtenues ci-dessus sont reportées sur le tableau 27.

Enfin, à partir des relations

$$\sigma^2(E_1^x; Z) = \langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \rangle_Z^2 \sigma^2(E_T^c; Z) + \sigma^2(E_1^x; E_T^c, Z)$$

On a calculé

$$\sigma^2(E_1^x; Z), \sigma^2(E_2^x; Z), C(E_1^x, E_2^x; Z)$$

et

$$\rho(E_1^x, E_2^x; Z) = \frac{C(E_1^x, E_2^x; Z)}{\sigma(E_1^x; Z) \sigma(E_2^x; Z)}$$

Les résultats obtenus sont reportés sur le tableau 28.

5 . DISCUSSION

Dans la discussion qui suit nous porterons essentiellement notre attention sur deux points; l'influence de la parité du nombre de protons sur le processus d'émission neutronique et les informations que notre expérience permet d'obtenir sur l'état de déformation des fragments au point de scission.

5.1. Effets de la parité de la charge des fragments.

5.1.1. Origine de l'effet de parité de charge .

L'énergie dégagée lors de la fission d'un noyau de Cf 252 peut s'écrire :

$$Q = M(98,154) - M(Z_1,N_1) - M(98 - Z_1, 154 - N_1)$$

où $M(Z,N)$ est l'énergie de masse du noyau contenant Z protons et N neutrons; Z_1 et N_1 sont les nombres de protons et de neutrons d'un des fragments.

On sait que la masse d'un noyau dépend de la parité de son nombre de protons et de celle de son nombre de neutrons. On peut rendre compte de cette dépendance en écrivant

$$M(Z,N) = m(Z,N) + \delta_Z + \delta_N$$

où $m(Z,N)$ est une fonction continue de Z et de N sauf éventuellement aux environs des couches magiques. Les termes d'appariement dépendent peu de Z et N et valent approximativement

$$\delta_{Z,N} \neq 1 \text{ MeV pour } Z(N) \text{ impair}$$

$$\delta_{Z,N} \neq 0 \text{ MeV pour } Z(N) \text{ pair}$$

Posons $\delta = \delta_Z = \delta_N \neq 1$ MeV et $\epsilon(n)$ un nombre égal à 0 si n est pair et à 1 si n est impair.

L'énergie dégagée pour un évènement de fission s'écrit alors

$$Q(Z, N) = q(Z, N) - 2\delta (\epsilon(Z_1) + \epsilon(N_1))$$

où

$$q(Z, N) = M(98, 154) - m(Z_1, N_1) - m(98 - Z_1, 154 - N_1)$$

posons

$$\Delta_{\text{MeV}}^{N_1, Z_1} = 2 (\epsilon(Z_1) + \epsilon(N_1))$$

On voit que

$$\Delta^{Z_{\text{pair}}, N_{\text{pair}}} = 0$$

$$\Delta^{Z_{\text{pair}}, N_{\text{impair}}} = \Delta^{Z_{\text{impair}}, N_{\text{pair}}} = 2 \text{ MeV}$$

$$\Delta^{Z_{\text{impair}}, N_{\text{impair}}} = 4 \text{ MeV}$$

Pratiquement dans les expériences sur la fission on mesure soit $A_1 = N_1 + Z_1$ et c'est le cas des expériences de double temps de vol, soit Z_1 comme dans ce travail. On peut alors écrire

$$\Delta^{A_{\text{pair}}} = p_A(Z_{\text{pair}}, N_{\text{pair}}) \Delta^{Z_{\text{pair}}, N_{\text{pair}}} + p_A(Z_{\text{impair}}, N_{\text{impair}}) \Delta^{Z_{\text{impair}}, N_{\text{impair}}}$$

si on admet que

$$p_A(Z_{\text{pair}}, N_{\text{pair}}) = p_A(Z_{\text{impair}}, N_{\text{impair}}) = \frac{1}{2}$$

on obtient donc

$$\Delta_{A \text{ pair}} = 2 \text{ MeV}$$

de même

$$\Delta_{A \text{ impair}} = \Delta_{Z \text{ pair}, N \text{ impair}} = 2 \text{ MeV}$$

il est donc impossible de mettre en évidence des effets de parité par une mesure de A .

Au contraire en supposant que

$$p_Z(Z \text{ pair}, N \text{ pair}) = p_Z(Z \text{ pair}, N \text{ impair}) = \frac{1}{2}$$

et que
$$p_Z(Z \text{ impair}, N \text{ pair}) = p_Z(Z \text{ impair}, N \text{ impair}) = \frac{1}{2}$$

on trouve que

$$\Delta_{Z \text{ pair}} = 1 \text{ MeV}$$

et
$$\Delta_{Z \text{ impair}} = 3 \text{ MeV}$$

On voit que la mesure de Z permet de mettre en évidence des effets de parité. Toutes choses étant égales par ailleurs, les événements de fission conduisant à des fragments de charge paire dégageront environ 2 MeV de plus que ceux conduisant à des fragments de charge impaire.

Les considérations qui précèdent sont qualitatives. Nous les avons précisées en calculant les valeurs de $Q(Z)$ et de $Q(A)$ énergies dégagées par des fissions donnant naissance soit à un fragment de charge Z soit à un fragment de nombre de masse A . Nous avons utilisé les tables de masse de Garvey et al. (19) A chaque charge Z d'un fragment nous avons fait correspondre une distribution des masses possibles donnée par

$$p_Z(A) = \frac{1}{\pi \sqrt{5,63}} \exp - (A - A_Z)^2 / 5,63$$

ou A_Z était déterminé par les formules (1.3).

De même à chaque nombre de masse A d'un fragment correspondait une distribution des charges donnée par

$$p_A(Z) = \frac{1}{\pi\sqrt{0,86}} \exp -(Z - Z_A)^2 / 0,86$$

ou Z_A est obtenu à partir de A par des formules analogues aux formules (1.3). Nous avons également effectué les calculs dans le cas de l'hypothèse d'une densité de charge inchangée ou :

$$Z / A = 98 / 252$$

Les résultats obtenus sont reportés sur les tableaux 29 et 30. Sur le tableau 29 on a reporté les valeurs de $Q(Z)$ calculées en utilisant les formules (1.3) et de $Q(Z)_{UCD}$ calculées en supposant que

$$\frac{Z}{A} = \frac{98}{252}$$

Sur la figure 18 on a reporté la valeur de $Q(Z)$ en fonction de Z et la valeur de $Q(A)$ en fonction de A. On constate sur cette figure que l'effet de parité sur $Q(Z)$ se traduit par un dédoublement de la courbe, la différence entre les deux courbes se montant à environ 2 MeV. En considérant les charges comprises entre $Z = 40$ et $Z = 46$ on trouve que

$$\langle Q(Z) \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 221,07 \text{ MeV}$$

$$\langle Q(Z) \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 218,36 \text{ MeV}$$

donnant une différence de 2,71 MeV.

La question se pose donc de savoir sous quelle forme apparaît le surcroît d'énergie disponible lorsque les fragments de fission ont une charge paire. Nous examinons maintenant dans quelle mesure notre expérience permet de répondre à cette question.

5.1.2. Effet de la parité de charge sur l'énergie cinétique totale des fragments.

A partir de la 9ème colonne du tableau 14 nous calculons la moyenne de l'énergie cinétique totale des fragments de charge alternativement paire ou impaire pour des charges comprises entre 40 et 46. On obtient alors

$$\langle E_T^c \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 181,9 \pm 0,13$$

$$\langle E_T^c \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 181,7 \pm 0,12$$

On voit que d'après notre expérience l'influence de la charge des fragments sur l'énergie cinétique totale, si elle existe, est faible. Il s'ensuit que l'effet de parité doit apparaître sous forme d'énergie d'excitation des fragments c'est-à-dire sous la forme d'une émission de neutrons ou de rayons gamma renforcée pour les couples de fragments de charge paire.

5.1.3. Effet de la parité de la charge sur l'émission neutronique des fragments.

En utilisant les valeurs de $\nu_T(Z)$ du tableau 16 et en considérant toujours les valeurs de Z comprises entre 40 et 46 on trouve respectivement :

$$\langle \nu_T \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 3,64 \pm 0,07$$

$$\langle \nu_T \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 3,61 \pm 0,06$$

Notre expérience ne semble donc pas non plus indiquer d'effet de la parité de la charge des fragments sur l'émission neutronique. Cet effet doit donc apparaître essentiellement sous forme d'une différence dans l'énergie gamma émise par les fragments de charge paire ou impaire. En effet ni l'énergie de liaison des neutrons ni leur énergie cinétique moyenne ne dépendent en

principe de la parité du nombre de protons du noyau émetteur. Les rayons gamma peuvent être émis soit en compétition avec les neutrons, soit en fin de cascade d'évaporation après que tous les neutrons aient été émis. Dans le premier cas la possibilité d'une compétition entre émission gamma et émission neutronique par le fragment excité se traduit par le fait que le surcroît d'énergie d'excitation nécessaire pour que le fragment émette un neutron supplémentaire est supérieur à la somme de l'énergie de liaison du neutron et de son énergie cinétique moyenne. On peut alors écrire que

$$\left\langle \frac{dE}{d\nu} \right\rangle = B_n + \langle E_n \rangle + \langle E_\gamma \rangle$$

Si l'effet de parité de charge se fait sentir sur l'énergie gamma émise en compétition avec le processus d'évaporation de neutrons il doit donc se faire sentir sur les quantités $\left\langle \frac{dE_\gamma}{d\nu_T} \right\rangle$ qui ont été mesurées dans cette expérience.

5.1.4. Effet de la parité de charge sur l'énergie emportée par neutron.

D'après la colonne 5 du tableau 21 où sont reportées les valeurs de $\left\langle \frac{d\nu_T}{dE_T^c} \right\rangle^{-1}$ on obtient

$$\left\langle \frac{dE_T^c}{d\nu_T} \right\rangle_{Z_{\text{pair}}} = 8,7 \text{ MeV} \pm 0,3$$

$$\left\langle \frac{dE_T^c}{d\nu_T} \right\rangle_{Z_{\text{impair}}} = 8,0 \text{ MeV} \pm 0,2$$

Compte tenu des barres d'erreur on voit que dans ce cas un effet de parité n'est pas à exclure, en effet on obtient à :

$$\left\langle \frac{dE_T^c}{d\nu_T} \right\rangle_{Z_{\text{pair}}} - \left\langle \frac{dE_T^c}{d\nu_T} \right\rangle_{Z_{\text{impair}}} = 0,7 \text{ MeV} \pm 0,4$$

En réalité l'erreur indiquée ci-dessus est certainement sous estimée car elle ne tient compte d'aucune erreur systématique possible. Nos résultats ne permettent pas d'affirmer que l'effet de parité de charge se fait sentir sur l'énergie emportée par neutron.

Cette prudence dans l'interprétation du résultat est renforcée si l'on considère les résultats indiqués non plus dans la colonne 5 mais dans la colonne 7 du tableau 21 qui donnent

$$\left\langle \frac{dE_T^c}{d\nu_T} \right\rangle_{Z_{\text{pair}}} = 8,25 \text{ MeV} \pm 0,5$$

$$\left\langle \frac{dE_T^c}{d\nu_T} \right\rangle_{Z_{\text{impair}}} = 8,5 \text{ MeV} \pm 0,4$$

Une dépendance marquée de la valeur de l'énergie moyenne emportée par neutron en fonction de la parité de la charge des fragments s'expliquerait mal théoriquement. En effet, dans le modèle du noyau composé la compétition entre émission gamma et émission de neutron dépend de l'énergie d'excitation effective $E - E^*$ du noyau, de son spin J et de l'énergie du niveau limite (*yrast level*) $E(J)$.

L'énergie effective, contient l'effet de parité par l'intermédiaire de l'énergie de référence E^* qui est égale à la lacune en énergie (*energy gap*). L'énergie d'excitation vraie E du fragment est supérieure dans le cas des fragments pairs d'une quantité de l'ordre de la lacune en énergie. Ainsi l'énergie d'excitation effective dépend peu de la parité de la charge. De même l'énergie du niveau limite doit en fait être mesurée à partir de l'énergie de référence E^* .

Enfin le spin J du fragment excité dépend probablement uniquement de la densité des états de spin J à l'énergie d'excitation considérée. Là également c'est l'énergie d'excitation effective qu'il faut prendre en considération.

D'une façon générale on peut dire qu'un fragment pair ayant une énergie d'excitation E est équivalent à un fragment impair d'énergie $E - E^*$.

En conclusion nos résultats ne contredisent pas l'hypothèse d'indépendance de l'énergie emportée par neutron vis à vis de la parité de charge du fragment émetteur. Nous sommes conduits à penser que l'effet de parité de charge se traduit par une différence dans l'émission gamma en fin de cascade, cette conclusion est d'ailleurs compatible avec le modèle du noyau composé car, en fin de cascade, les arguments que nous avons exposés ci-dessus ne s'appliquent plus.

Il serait évidemment intéressant de vérifier nos conclusions en étudiant l'émission gamma des fragments de fission en fonction de leur charge.

5.1.5. Autres effets de la parité de charge.

Nos mesures ne semblent donc pas indiquer d'effet de la parité de charge sur les quantités précédemment prises en considération. Par contre on constate qu'il existe une influence de ce paramètre sur la variance du nombre de neutrons émis par les fragments. En effet à partir du tableau 17 on voit que

$$\langle \sigma^2(\nu:Z) \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 1,56 \pm 0,06$$

$$\langle \sigma^2(\nu:Z) \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 1,35 \pm 0,04$$

Compte tenu de la constance relative de $\sigma^2(\nu:Z)$ en fonction de la charge nous avons ici calculé des moyennes pondérées.

Par voie de conséquence on retrouve l'influence de la parité de charge sur la valeur de la variance de l'énergie d'excitation d'un fragment pour une énergie cinétique fixe

$$\langle M_{E_T^c}^2 \sigma^2(E_1^x; E_T^c, Z) \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 66 \text{ MeV}^2 \pm 4$$

$$\langle M_{E_T^c}^2 \sigma^2(E_1^x; E_T^c, Z) \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 55 \text{ MeV}^2 \pm 4$$

Nous donnerons ultérieurement une explication plausible de l'influence de la parité de la charge des fragments sur la variance de leur énergie d'excitation. On peut toutefois remarquer que cette influence est contraire aux prévisions du modèle statistique de la fission (20). Ce modèle prévoit en effet que la probabilité d'observer une énergie d'excitation E_1^x d'un fragment lorsque l'énergie d'excitation totale des deux fragments est E_T^x est proportionnelle à

$$p_1(E_1^x) p_2(E_T^x - E_1^x)$$

en fait les énergies d'excitation à prendre en compte sont les énergies d'excitation effectives; la loi ci-dessus s'écrit donc

$$p_1(E_1^x - \Delta) p_2(E_T^x - E_1^x - \Delta) \quad (\text{où } \Delta = E^*)$$

et

$$\sigma^2(E_1^x : E_T^x) = A \int_{E_1=\Delta}^{E_T} (E_1^x - \bar{E}_1^x)^2 p_1(E_1^x - \Delta) p_2(E_T^x - E_1^x - \Delta) dE_1^x$$

dans le cas d'une charge impaire on peut prendre

$$E_T^x = E_T^0, \quad \bar{E}_1^x = \bar{E}_1^0 \quad \text{et} \quad \Delta = 0 \quad \text{soit}$$

$$\sigma^2(E_1^x : E_T^x)_{\text{Zimpair}} = A \int_0^{E_T^0} (E_1^x - \bar{E}_1^0)^2 p_1(E_1^x) p_2(E_T^0 - E_1^x) dE_1^x$$

dans le cas d'une charge paire on a

$$E_T^x = E_T^0 + 2\Delta \quad \bar{E}_1^x = \bar{E}_1^0 + \Delta \quad \text{soit}$$

$$\sigma^2(E_1^x : E_T^x) = A \int_{\Delta}^{E_T^0 + \Delta} (E_1^x - \bar{E}_1^0 - \Delta)^2 p(E_1^x - \Delta) p(E_T^0 + 2\Delta - E_1^x - \Delta) dE_1^x$$

soit

$$\sigma^2(E_1^x : E_T^x)_{Z_{\text{pair}}} \simeq A \int_{\Delta}^{E_T^0 + \Delta} (E_1^x - E_1^0 - \Delta)^2 p_1(E_1^x - \Delta) p_2(E_T^0 + \Delta - E_1^x) dE_1^x$$

posant

$$E_1' = E_1^x - \Delta \quad \text{il vient}$$

$$\begin{aligned} \sigma^2(E_1^x : E_T^x)_{Z_{\text{pair}}} &= A \int_0^{E_T^0} (E_1' - E_1^0)^2 p_1(E_1') p_2(E_T^0 - E_1') dE_1' \\ &= \sigma^2(E_1^x : E_T^x)_{Z_{\text{impair}}} \end{aligned}$$

le facteur A est un facteur de normalisation. On a supposé ici que l'énergie d'appariement Δ ne dépendait pas de la charge des noyaux.

5.2. Processus de désexcitation des fragments.

Notre expérience donne deux types de renseignements concernant le processus d'évaporation des neutrons et l'émission gamma par les fragments excités : d'une part la valeur moyenne de la variance $\langle \sigma^2(\nu : E^x) \rangle$ du nombre de neutrons émis par un fragment ayant une énergie d'excitation E^x , d'autre part la pente $\langle \frac{d\nu}{dE^x} \rangle$ de la variation du nombre de neutrons émis en fonction de cette énergie d'excitation. Pour interpréter les résultats que nous avons obtenus et qui sont présentés dans les tableaux 26 et 27 nous avons simulé par une méthode de Monte Carlo le processus d'évaporation de neutrons. Dans cette simulation nous avons supposé que seule l'émission de neutrons avait lieu lorsqu'elle était énergétiquement possible. Le spectre d'énergie cinétique des neutrons était supposé de forme Maxwellienne dans le système du fragment et tel que le spectre de Watt était reproduit dans le système du laboratoire. Les énergies de liaison des neutrons étaient celles calculées dans les tables de Garvey et al. (19). Pour chaque fragment de charge **Z** donnée

une distribution des nombres de masse A possibles était obtenue de la manière indiquée précédemment. La Fig. 19 donne un exemple des courbes représentant les variations du nombre moyen de neutrons émis en fonction de l'énergie d'excitation d'un fragment émetteur ou de l'énergie cinétique totale des deux fragments de fission. De même la Fig. 20 donne un exemple des valeurs de $\sigma^2(\nu : E^x)$ obtenues. Pour ces dernières quantités on constate un accord qualitatif entre les valeurs obtenues par le calcul de Monte-Carlo et celles fournies par l'expérience. Sur la Fig. 19 on constate que la régression de ν sur E est approximativement linéaire. Les irrégularités constatées sur la courbe donnant la valeur moyenne de ν en fonction de l'énergie d'excitation des fragments, particulièrement importantes pour les faibles valeurs de $\bar{\nu}$, sont dues au caractère discontinu du processus d'émission neutronique. Ces irrégularités sont atténuées sur la courbe représentative de $\bar{\nu}$ en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments. En effet le programme de Monte-Carlo, après avoir choisi une énergie cinétique totale des fragments de fission calcule leur énergie d'excitation totale

$$E_T^x = Q - E_T^c$$

Puis il répartit cette énergie entre les deux fragments autour de valeurs moyennes des énergies d'excitation de chaque fragment. Ainsi à chaque valeur de l'énergie cinétique totale des fragments correspond une distribution d'énergies d'excitation. Expérimentalement on mesure l'énergie cinétique des fragments et l'absence de structures dans les courbes $\bar{\nu}(E_T)$ s'explique de la même façon que pour le calcul de Monte-Carlo.

Dans tout ce qui précède nous avons admis implicitement que l'énergie emportée par neutron était égale à $\langle \frac{d\nu}{dE^x} \rangle^{-1}$ où $\langle \frac{d\nu}{dE^x} \rangle$ est définie comme la pente de la droite de régression de ν nombre de neutrons émis par le fragment, sur E énergie d'excitation du fragment. Dans le cas d'une régression linéaire, on a donc

$$\bar{\nu} = \langle \frac{d\nu}{dE^x} \rangle E^x + b$$

Nous avons jusqu'à présent indifféremment utilisé les notations $\langle \frac{d\nu}{dE^x} \rangle^{-1}$ et $\langle \frac{dE^x}{d\nu} \rangle$.

Il s'agit là d'un abus de langage. En effet, d'après la formule A.II.2, on peut écrire que

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dE^x}{d\nu} \right\rangle &= \left\langle \frac{d\nu}{dE^x} \right\rangle^{-1} \left(1 - \frac{M \varpi^2(E^x; \nu)}{\varpi^2(E^x)} \right) \\ &= \left\langle \frac{d\nu}{dE^x} \right\rangle^{-1} \left(1 - \frac{M \varpi^2(\nu; E^x)}{\varpi^2(\nu)} \right) \end{aligned}$$

d'après nos résultats le facteur correctif $\frac{M \varpi^2(\nu; E^x)}{\varpi^2(\nu)}$ est de l'ordre de 0,2

et ne peut être négligé. Il est donc légitime de se demander si l'énergie emportée par neutrons doit être prise égale à $\left\langle \frac{d\nu}{dE^x} \right\rangle^{-1}$ ou à $\left\langle \frac{dE^x}{d\nu} \right\rangle$.

Remarquons que, lorsque $\varpi^2(E^x) \rightarrow \infty$ la relation

$$\left\langle \frac{dE^x}{d\nu} \right\rangle = \left\langle \frac{d\nu}{dE^x} \right\rangle^{-1} \quad \text{est vérifiée.}$$

Dans la mesure où la distribution d'énergie d'excitation commande la distribution du nombre de neutrons, la valeur moyenne du nombre de neutrons émis à une énergie d'excitation donnée est indépendante de la distribution des énergies d'excitation. Il s'ensuit que $\left\langle \frac{d\nu}{dE^x} \right\rangle$ est indépendant de $\varpi^2(E^x)$ et que

$$\left\langle \frac{d\nu}{dE^x} \right\rangle_{\varpi^2(E^x)}^{-1} = \left\langle \frac{d\nu}{dE^x} \right\rangle_{\varpi^2(E^x) \rightarrow \infty}^{-1} = \left\langle \frac{dE^x}{d\nu} \right\rangle_{\varpi^2(E^x) \rightarrow \infty}$$

Notre assimilation de $\left\langle \frac{d\nu}{dE^x} \right\rangle^{-1}$ à l'énergie emportée par neutron est donc justifiée. Le calcul de Monte Carlo a d'ailleurs permis de vérifier cette conclusion.

Les valeurs de l'énergie emportée par neutron émis obtenues par le calcul de Monte Carlo sont reportées sur le tableau 31. Ce calcul ayant été fait en supposant inexistante la compétition entre émission de neutrons et émission gamma la différence entre ces valeurs et les valeurs expérimentales permet d'obtenir la valeur de l'énergie gamma émise en compétition avec l'émission neutronique. Les résultats ainsi obtenus sont reportés également sur le tableau 31. On constate que le fragment léger émet plus de rayonnement gamma que le fragment lourd. En effectuant la moyenne respectivement

sur les fragments légers et lourds on obtient

$$\left\langle \frac{dE_\gamma}{dV} \right\rangle_{\text{léger}} = 1,65 \pm 0,25 \text{ MeV/n}$$

$$\left\langle \frac{dE_\gamma}{dV} \right\rangle_{\text{lourd}} = 0,1 \pm 0,2 \text{ MeV/n}$$

Compte tenu de la valeur moyenne du nombre de neutrons émis par fragment on obtient l'énergie gamma moyenne émise en compétition avec les neutrons

$$\langle E_\gamma \rangle_{\text{léger}} = 3,1 \text{ MeV} \pm 0,5$$

$$\langle E_\gamma \rangle_{\text{lourd}} = 0,2 \text{ MeV} \pm 0,3$$

L'énergie totale émise lors de la fission du Cf 252 peut être calculée en estimant l'énergie gamma émise après que le processus d'émission neutronique ait eu lieu. Nous avons supposé que cette énergie valait environ 3 MeV par fragment pour les fragments de charge impaire et 4 MeV pour les fragments de charge paire. On arrive ainsi à une énergie totale du rayonnement gamma émis lors de la fission du Cf 252 d'environ 10 MeV. La précision sur ce chiffre ne saurait être meilleure que 1 MeV et dans cette marge nos résultats sont en accord avec les résultats obtenus par d'autres auteurs ⁽²⁵⁾. Grâce à l'hypothèse faite ci-dessus sur l'énergie gamma émise en fin de cascade de désexcitation nous pouvons calculer l'énergie d'excitation moyenne des fragments. Les résultats sont reportés sur le tableau 31. En additionnant les énergies d'excitation moyennes des fragments complémentaires et leur énergie cinétique nous obtenons la valeur de l'énergie **Q** dégagée par fission.

Les valeurs obtenues sont reportées sur le tableau 29. On constate le bon accord existant entre les résultats de notre expérience et les

valeurs de Q calculées à partir des tables de Garvey et al. En moyennant nos résultats sur les charges paires et impaires on obtient

$$\langle Q \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 220,0 \pm 1,2 \text{ MeV}$$

$$\langle Q \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 218,6 \pm 1,4 \text{ MeV}$$

à comparer aux valeurs précédemment indiquées de

$$\langle Q \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 221,07 \text{ MeV}$$

$$\langle Q \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 218,36 \text{ MeV}$$

L'accord est tout à fait remarquable mais peut-être fortuit. En effet, pour obtenir ce résultat nous avons utilisé les valeurs de l'énergie cinétique des fragments fournies par notre expérience. En utilisant les valeurs données par H.W. Schmitt on trouve

$$\langle Q \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 225,43 \text{ MeV}$$

$$\langle Q \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 222,9 \text{ MeV}$$

5.3. Effets de la déformation des fragments.

Nos résultats montrent que la valeur du rapport $\langle \frac{dE_1^x}{dE_f} \rangle$ qui indique la proportion d'énergie d'excitation supplémentaire qui est absorbée par le fragment noté (1) est systématiquement supérieure à 0,5 pour le fragment léger. Ce résultat est compatible avec une plus grande déformabilité de ce dernier comparée à celle du fragment lourd. Par ailleurs nous avons vu que le fragment léger émettait davantage de rayonnement gamma

que le fragment lourd. On est ainsi amené à supposer qu'il existe une corrélation entre la déformabilité des fragments et leur propension à émettre des rayonnements gamma.

A l'intérieur du groupe léger, par exemple, le rapport $\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \rangle$, l'énergie d'excitation totale des fragments et l'énergie gamma émise en compétition avec les neutrons varient considérablement. Au contraire la variance de l'énergie d'excitation d'un fragment $M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c)$ varie peu et d'une façon non systématique. Par ailleurs l'énergie d'excitation des fragments peut se décomposer en deux termes: une énergie de déformation, et une énergie d'excitation intrinsèque correspondant soit à des excitations collectives soit à des excitations de quasi particules du noyau déformé.

Ainsi noterons nous

$$E_1^x = D_1 + X_1$$

Nous sommes conduits à rattacher les variations des quantités examinées ci-dessus aux variations de l'énergie de déformation D_1 . Au contraire les quantités $M_{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c)$ pourraient être liées uniquement aux énergies d'excitation intrinsèque qui elles ne varieraient pas de façon systématique en fonction de la charge des fragments. La règle d'addition des variances s'écrit

$$\sigma^2(E_1^x : E_T^c) = \sigma^2(D_1 : E_T^c) + \sigma^2(X_1 : E_T^c) + 2C(D_1, X_1 : E_T^c)$$

L'hypothèse que nous sommes amenés à faire est donc que

$$\sigma^2(D_1 : E_T^c) = C(D_1, X_1 : E_T^c) = 0$$

La valeur de E_T définit à la fois l'énergie d'excitation totale des fragments et leur énergie cinétique. Cette dernière quantité est liée à la configuration géométrique du système des deux fragments au point de scission. Notre hypothèse consiste donc à établir une relation biunivoque entre l'énergie cinétique totale des fragments et la configuration géométrique du point de scission pour des fragments de charge donnée.

Nous supposons donc que

$$\frac{M}{E_T^c} \sigma^2(E_1^x : E_T^c) = \frac{M}{E_T^c} \sigma^2(X_1 : E_T^c) = \frac{M}{E_T^c} \sigma^2(X_1 : X_T)$$

où
$$X_T = X_1 + X_2$$

Nous supposerons également que nous pouvons écrire que

$$\sigma^2(X_1 : \bar{X}_T) = \frac{M}{E_T^c} \sigma^2(X_1 : X_T)$$

relation valable au premier ordre de développement en fonction de

$X_T - \bar{X}_T$. Nous considérons maintenant une fission " moyenne " dans laquelle les différentes grandeurs d'intérêt ont toutes leur valeur moyenne à l'exception de X_1 et X_2 . Les valeurs possibles de X_1 sont alors comprises entre 0 et $\bar{X}_T$.

Dans le cas où les valeurs possibles de X_1 sont uniformément réparties dans cet intervalle on a

$$\bar{X}_1 = \frac{\bar{X}_T}{2}$$

et

$$\sigma^2(X_1 : \bar{X}_T) = \frac{1}{3} \bar{X}_1^2$$

soit

$$\bar{X}_1 = \sqrt{3} \sigma(X_1 : \bar{X}_T)$$

Pour toute fonction de probabilité convexe on aura

$$\bar{X}_1 > \sqrt{3} \, \sigma(X_1 : \bar{X}_T)$$

D'une façon générale pour chaque valeur Z de la charge du fragment nous pouvons poser

$$\bar{X}_1 = \alpha(Z) \sqrt{3} \, \sigma(X_1 : \bar{X}_T)$$

où $\alpha(Z) > 1$ pour les fonctions de probabilité convexes.

Nous supposons que $\alpha(Z)$ est indépendant de Z . Ainsi la mesure de $\sigma(X_1 : \bar{X}_T)$ nous fournit elle à une constante près, la valeur de l'énergie d'excitation intrinsèque moyenne.

Les énergies moyennes de déformation des fragments sont données par

$$\bar{D}_1 = \bar{E}_1^x - \bar{X}_1$$

Les valeurs de l'énergie d'excitation totale moyenne $\bar{E}_1^x$, sont reportées sur le tableau 31. Il est évidemment nécessaire que les énergies de déformation des fragments ainsi calculées soient positives. D'autre part il est peu vraisemblable que la loi de distribution de X , soit concave, ce qui correspondrait à un minimum de probabilité pour la valeur moyenne de X_1 . Nous supposons donc que $\alpha \geq 1$. Les énergies de déformation et d'excitation intrinsèque calculées pour $\alpha = 1$ sont reportées sur le tableau 32 et sur la Fig. 21. On constate sur ce tableau que les énergies de déformation des fragments de charge 52, 53 et 54 sont négatives, mais pourraient être nulles si on tient compte des erreurs statiques. Une valeur de α notablement supérieure à 1 correspondant à une distribution étroite des énergies d'excitation intrinsèque ne semble donc pas possible. Le choix de $\alpha = 1$ est compatible avec nos résultats expérimentaux.

Par ailleurs la moyenne pondérée des énergies d'excitation intrinsèque des fragments de charge paire vaut :

$$\langle \bar{X}_1 \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 14,0 \pm 0,3 \text{ Mev}$$

celle des fragments de charge impaire

$$\langle \bar{X}_1 \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 12,6 \pm 0,2$$

La différence entre ces deux quantités vaut $1,44 \text{ Mev} \pm 0,33$ elle est de l'ordre de grandeur de l'énergie d'appariement. Les énergies de déformation peuvent être considérées comme étant indépendantes de la parité de la charge puisqu'on trouve

$$\langle \bar{D} \rangle_{Z_{\text{pair}}} = 4,0 \pm 0,6 \text{ Mev}$$

$$\langle \bar{D} \rangle_{Z_{\text{impair}}} = 4,4 \pm 0,4 \text{ Mev}$$

Ces résultats sont conformes à ce que l'on pouvait attendre. En supposant que les énergies de déformation des fragments, liées aux propriétés du potentiel moyen et non à des interactions résiduelles telles que les interactions de pairing, ne dépendent pas de la parité du nombre de protons du noyau, on peut déterminer la valeur de α en posant comme condition que

$$2 \left(\langle \bar{X}_1 \rangle_{Z_{\text{impair}}} - \langle \bar{X}_1 \rangle_{Z_{\text{pair}}} \right) = 2\Delta = 2,71 \text{ MeV}$$

En supposant que $\alpha = 1$, on trouve d'après ce qui précède : $2,8 \pm 0,7 \text{ Mev}$.

Là encore nous trouvons que l'hypothèse $\alpha = 1$ est raisonnable.

Nous avons précédemment remarqué qu'il semblait exister une corrélation entre l'énergie gamma émise par les fragments en compétition avec les neutrons et leur déformabilité. Sur la figure 22 nous avons reporté les valeurs observées de $\langle \frac{dE_\gamma}{d\nu_1} \rangle_Z$ en fonction de celles de $\langle D_1 \rangle_Z$. La corrélation entre ces deux quantités est évidente et si l'on excepte les points correspondant à $Z = 40$ et $Z = 53$ on voit qu'il semble exister une relation linéaire entre $\langle \frac{dE_\gamma}{d\nu_1} \rangle_Z$ et $\langle D_1 \rangle_Z$. Le coefficient de corrélation

entre ces deux quantités vaut d'ailleurs :

$$\rho \left(\frac{dE_\gamma}{dE_X}, D \right) = 0,7 \pm 0,3 .$$

Ce résultat ne saurait être interprété comme la preuve d'une proportionnalité entre l'énergie de déformation des fragments et l'énergie gamma émise en compétition avec les neutrons.

En effet, si tel était le cas pour un fragment donné, la variation de $\bar{\nu}$ en fonction de E_T^C ne serait plus linéaire puisque les énergies de déformation sont dépendantes de E_T^C . Le résultat indiquerait plutôt que l'émission gamma et l'énergie moyenne de déformation des fragments sont liées à une même caractéristique nucléaire des fragments de fission.

6 . CRITIQUE DE L'EXPERIENCE ET DES RESULTATS

Nous voudrions examiner ici les différentes critiques que l'on peut apporter au travail présenté.

Les unes ont trait aux conditions expérimentales, les autres aux diverses suppositions que nous avons été amenés à faire dans l'exploitation des résultats.

6.1. - Critique de la méthode expérimentale utilisée

Nous avons déjà abordé un certain nombre des critiques qui pouvaient être faites sur la méthode expérimentale utilisée dans ce travail. Ainsi avons-nous montré que les variations dans la probabilité d'émission de rayons X par les fragments en fonction de leur charge n'avaient pas d'influence marquée sur les résultats des mesures. Nous avons également signalé que le processus de conversion interne qui permet de mesurer la charge des fragments pouvait être sélectif quant à l'énergie d'excitation et au spin des fragments excités. Il est difficile d'évaluer quelles seraient les conséquences d'une telle sélectivité.

Nous pouvons toutefois remarquer que, en ce qui concerne les valeurs de $\left\langle \frac{d\nu}{dE_X} \right\rangle$ (14) nos résultats sont en accord assez satisfaisant avec ceux de Bowman et al . Par ailleurs, si cette sélectivité avait des conséquences importantes, celles-ci n'auraient aucune raison d'être les mêmes d'un noyau à l'autre. Nous observons expérimentalement une assez grande constance des valeurs de $\nu^2(\nu)$. Cette observation nous incite à penser

que ces valeurs sont peu sensibles à la sélectivité éventuelle du processus de conversion interne. Nous concluons donc, de ce qui précède, que les résultats obtenus à partir des valeurs de $\Gamma^2(\nu)$ et de $\langle \frac{d\nu}{dE_f} \rangle$ ne devraient pas souffrir de la méthode utilisée pour déterminer la charge des fragments.

Dans tout ce travail on a supposé que tous les neutrons étaient émis par les fragments accélérés. Skarsvag⁽²¹⁾ puis Milton et Fraser⁽²²⁾ suggèrent qu'environ 10 % des neutrons sont en fait émis au moment de la scission. En l'absence de données sur les variations du nombre de ces neutrons en fonction de la masse et de l'énergie cinétique des fragments, il est, là aussi, difficile d'évaluer les conséquences de notre approximation. Compte-tenu de l'efficacité plus faible de notre détecteur pour des neutrons émis isotropiquement dans le système du laboratoire on peut évaluer à environ 5 % l'erreur maximum que pourrait induire l'existence d'une composante isotrope sur les valeurs de $\bar{\nu}$, de $\Gamma^2(\nu)$ et de $\langle \frac{d\nu}{dE_f} \rangle$; une telle erreur est inférieure ou au plus égale aux erreurs d'origine statistique.

6.2. Critique des hypothèses faites dans l'analyse des résultats

Au cours du traitement présenté en 4.5. nous avons fait les hypothèses suivantes ;

a) il existe une correspondance biunivoque entre la valeur mesurée de l'énergie cinétique totale des fragments et leur énergie d'excitation totale. Cette hypothèse s'est traduite par les relations

$$\Gamma^2(E_1^x : E_T^c, Z) = \Gamma^2(E_2^x : E_T^c, Z) = -C(E_1^x, E_2^x : E_T^c, Z)$$

et par la relation implicite

$$\Gamma^2(E_1^x : E_T^c, Z) = \Gamma^2(E_1^x : E_T^x, Z)$$

où E_T^c et E_T^x représentent les énergies cinétiques et d'excitation des fragments.

Nous pouvons estimer l'ordre de grandeur de l'erreur commise en supposant vérifiées ces relations. En effet, nous avons vu précédemment que dans le cas d'une distribution équiprobable des valeurs de E_1^x on pouvait écrire

$$\Gamma^2(E_1^x : E_T^x) = \frac{1}{3} \left(\frac{E_T^x}{2} \right)^2$$

On peut alors écrire :

$$\begin{aligned}\sigma^2(E_1^x : E_T^c) &= \int \sigma^2(E_1^x : E_T^x) p(E_T^x : E_T^c) dE_T^x + \left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^x} \right\rangle^2 \sigma^2(E_T^x : E_T^c) \\ &= \sigma^2(E_1^x : \overline{E_T^x}) + \int (\sigma^2(E_1^x : E_T^x) - \sigma^2(E_1^x : \overline{E_T^x})) p(E_T^x : E_T^c) dE_T^x \\ &\quad + \left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^x} \right\rangle^2 \sigma^2(E_T^x : E_T^c)\end{aligned}$$

où $p(E_T^x : E_T^c)$ est la loi de distribution des valeurs de l'énergie d'excitation pour une valeur donnée de l'énergie cinétique totale observée et où

$$E_T^x = \langle Q \rangle - E_T^c$$

En remplaçant $\sigma^2(E_1^x : E_T^x)$ par sa valeur et en supposant que $\left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^x} \right\rangle = \frac{1}{2}$ on obtient

$$\begin{aligned}\sigma^2(E_1^x : E_T^c) &= \sigma^2(E_1^x : \overline{E_T^x}) + \frac{1}{12} \int ((E_T^x)^2 - (\overline{E_T^x})^2) p(E_T^x : E_T^c) dE_T^x \\ &\quad + \frac{1}{4} \sigma^2(E_T^x : E_T^c) \\ &= \sigma^2(E_1^x : E_T^x) + \sigma^2(E_T^x : E_T^c) \left(\frac{1}{12} + \frac{1}{4} \right)\end{aligned}$$

L'incertitude sur l'énergie d'excitation totale des fragments a deux origines :

- l'imprécision d'environ 2 Mev sur la mesure de l'énergie cinétique totale

- l'indétermination sur la valeur du Q de la fission due à l'existence de plusieurs couples des fragments différant par leurs nombres de neutrons. D'après le tableau 29 on voit que la variance de Q pour une valeur donnée de la charge varie entre 1,30 et 6,16. Nous retiendrons une valeur de 6 Mev.²

On a alors une valeur approximative de

$$\sigma^2(E_T^x : E_T^c) \neq 4 \text{ MeV}^2 + 6 \text{ MeV}^2 = 10 \text{ MeV}^2$$

On voit donc que l'erreur faite en écrivant que

$$\sigma^2(E_1^x : E_T^c) = \sigma^2(E_1^x : E_T^x)$$

est de l'ordre de 3 MeV^2 ; elle est négligeable devant les valeurs de

$$\sigma^2(E_1^x : E_T^c) \quad \text{qui sont de l'ordre de } 50 \text{ MeV}^2.$$

b) Nous rappelons pour mémoire que nous avons supposé :

- que le mode de désexcitation des fragments de fission était indépendant de leur mode de formation. Cette hypothèse se traduisait par les relations

$$\begin{aligned} C(\nu_1, \nu_2 : E_T^c, E_1^x) &= 0 \\ \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle &\text{ indépendant de } E_T \\ \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_T^c} \right\rangle &= \left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle \left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \right\rangle \end{aligned}$$

- qu'il existait une forme universelle de la distribution des énergies d'excitation intrinsèque des fragments caractérisées par la relation

$$\sigma^2(X_1 : \bar{X}_T) = \frac{1}{3} \bar{X}_1$$

7. CONCLUSION

Nous espérons avoir montré, dans ce travail qu'une analyse des variances des distributions du nombre des neutrons émis par les fragments de fission et de leur énergie cinétique totale permettait d'obtenir d'utiles informations sur la configuration du système nucléaire au point de scission et sur le processus de désexcitation des fragments. Nous sommes arrivés à ce résultat en trois étapes à partir des mesures expérimentales :

- mise au point d'une technique permettant de remonter des distributions expérimentales aux distributions des neutrons effectivement émis par les fragments.

- utilisation des méthodes statistiques d'analyse de variance et de régression linéaire.

Nous avons ainsi pu obtenir des renseignements sur les distributions des énergies d'excitation des fragments et sur leur processus de désexcitation. Nous avons fait, à ce niveau, l'hypothèse de l'indépendance du mode de désexcitation des fragments par rapport à leur mode de formation :

- En supposant l'existence d'une relation entre la variance des énergies d'excitation des fragments et la valeur moyenne de leur énergie d'excitation intrinsèque nous avons obtenu la valeur de leur énergie de déformation moyenne. Les hypothèses faites dans cette dernière étape sont, l'auteur en est conscient, sujettes à discussion. Le meilleur argument en leur faveur est la cohérence de la description des fragments au point de scission à laquelle elles aboutissent : faible valeur de l'énergie de déformation des fragments ayant une charge proche de $Z = 52$ qui correspond à un nombre de neutrons proche de 82, corrélation entre les énergies de déformation moyennes et l'importance de la compétition entre émission gamma et émission neutronique, indépendance des énergies de déformation vis-à-vis de la parité de la charge des fragments, l'effet de cette dernière quantité se retrouvant presque intégralement sous forme d'énergie d'excitation intrinsèque des fragments.

La valeur d'environ 10 Mev trouvée pour les énergies d'excitation intrinsèque des fragments est suffisamment élevée pour que l'on puisse penser que le modèle adiabatique ne saurait être entièrement applicable au processus de fission. Nous avons vu par ailleurs que le modèle statistique était, lui aussi, en contradiction avec les résultats ; ceci nous amène à penser qu'une grande partie de l'énergie d'excitation intrinsèque des fragments est due à des excitations collectives où que l'équilibre statistique n'est pas réalisé au point de scission.

Par ailleurs l'obtention des énergies moyennes de déformation permettent d'évaluer avec un réalisme accru les qualités de calculs semblables à ceux de F. Dickman et K. Dietrich ⁽²³⁾ ; ces auteurs reprennent les idées émises par Van Den Bosh ⁽²⁴⁾ mais calculent directement les énergies de déformation des fragments en faisant appel à la théorie de Strutinsky.

Cette comparaison entre calculs et expérience aurait encore plus d'intérêt si l'on connaissait non seulement les énergies moyennes de déformation mais encore la variation de ces énergies en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments ; on aurait ainsi le moyen de tester la théorie même de Strutinsky.

En principe des expériences semblables à celle décrite dans le présent travail pourraient fournir de telles informations. Il faudrait, toutefois, pour cela améliorer notablement la statistique des mesures.

- A N N E X E I -

CORRECTIONS DE BRUIT DE FOND ET D'EFFICACITE

A-I.1 - Correction de bruit de fond .

L'expérience fournit l'histogramme de bruit de fond $B(\nu)$ et la valeur moyenne du bruit de fond

$$\bar{\nu}_B = \sum_{\nu=0}^{\infty} \nu B(\nu)$$

L'histogramme $B(\nu)$ est connu avec une bonne précision statistique. Nous avons obtenu :

$$\bar{\nu}_B = 0,1757 \text{ neutrons par fission}$$

Connaissant $H(\nu)$ et $B(\nu)$ il est possible d'obtenir un histogramme $Q(\nu)$ corrigé du bruit de fond. On peut en effet écrire :

$$\begin{aligned} H(\nu) &= B(0) Q(\nu) + B(1) Q(\nu - 1) \dots + B(\nu) Q(0) \\ &= \sum_{p=0}^{\nu} B(p) Q(\nu - p) \\ &= \sum_{p=-\infty}^{+\infty} Y(p) B(p) Y(\nu - p) Q(\nu - p) \end{aligned}$$

où $Y(x)$ est la fonction de Heaviside.

Ces équations sont telles que $Q(\nu)$ s'exprime en fonction des $B(p)$ et $H(p)$ avec $p \leq \nu$.

Si l'on définit la fonction caractéristique d'une fonction $F(\nu)$ par la relation :

$$\bar{\Phi}_F(Z) = \sum_{\nu=0}^{\infty} Z^{\nu} F(\nu)$$

On remarque qu'on a la relation :

$$\Phi_H = \Phi_B \Phi_Q$$

Par ailleurs, on sait que les moments non centrés de la fonction F sont donnés par la relation :

$$m_n = \left(Z \frac{d}{dZ} \right)^n F(Z)_{Z=1}$$

il vient donc :

$$m_1^H = \left(Z \frac{d}{dZ} \Phi_B \Phi_Q \right)_{Z=1} = \Phi_B m_1^B + \Phi_Q m_1^H$$

or $\Phi_B(1) = 1 = \Phi_Q(1)$ puisque B et Q sont des probabilités.

On peut donc écrire que :

$$\bar{\nu}_H = \bar{\nu}_B + \bar{\nu}_Q$$

résultat d'ailleurs intuitif. De même :

$$\begin{aligned} m_2^H &= \left[Z \frac{d}{dZ} \left(\Phi_B \frac{d}{dZ} \Phi_Q + \Phi_Q \frac{d}{dZ} \Phi_B \right) \right]_{Z=1} \\ &= \left[2 \left(Z \frac{d}{dZ} \Phi_B \right) \left(Z \frac{d}{dZ} \Phi_Q \right) + \left(Z \frac{d}{dZ} \right)^2 \Phi_B + \left(Z \frac{d}{dZ} \right)^2 \Phi_Q \right]_{Z=1} \\ &= 2 m_1^B m_1^Q + m_2^Q + m_2^B \end{aligned}$$

et :

$$\sigma_H^2 = \sigma_Q^2 + \sigma_B^2$$

A I.2 - Correction d'efficacité .

a) Avant de traiter le cas de notre expérience dans laquelle nous voulons distinguer entre les deux fragments de fission nous rappellerons la méthode

de correction utilisée dans le cas où on ne s'intéresse qu'au nombre total de neutrons émis par fission. La démonstration de la formule d'inversion que nous donnons ici se prête particulièrement bien à une généralisation.

Soit ϵ l'efficacité du détecteur. Si $P(\nu)$ est la probabilité d'émission de ν neutrons lors de l'évènement de fission, on passera de la loi $P(\nu)$ à l'histogramme observé corrigé du bruit de fond et abstraction faite des fluctuations statistiques par la transformation :

$$Q(\nu) = \left[\mathcal{Z}(\epsilon) P \right]_{\nu} = \sum_{p=\nu}^{\infty} C_p^{\nu} \epsilon^{\nu} (1-\epsilon)^{p-\nu} P(p)$$

Supposons qu'on interpose un filtre de transmission ϵ' entre la source de neutrons et le détecteur. On aura évidemment :

$$\mathcal{Z}(\epsilon\epsilon') = \mathcal{Z}(\epsilon) \mathcal{Z}(\epsilon')$$

autrement dit les transformations $\mathcal{Z}$ forment un groupe et, en particulier, on peut écrire :

$$\mathcal{Z}(1) = I = \mathcal{Z}(\epsilon) \mathcal{Z}(\epsilon^{-1})$$

où :

$$\mathcal{Z}(\epsilon)^{-1} = \mathcal{Z}(\epsilon^{-1})$$

donc :

$$P(\nu) = \sum_{p=\nu}^{\infty} C_p^{\nu} \left(\frac{1}{\epsilon}\right)^{\nu} \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right)^{p-\nu} Q(p)$$

Considérant les fonctions caractéristiques, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \Phi_P(Z) &= \sum_{\nu=0}^{\infty} Z^{\nu} \sum_{p=\nu}^{\infty} C_p^{\nu} \left(\frac{1}{\epsilon}\right)^{\nu} \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right)^{p-\nu} Q(p) \\ &= \sum_{p=0}^{\infty} Q(p) \sum_{\nu=0}^{\infty} C_p^{\nu} \left(\frac{1}{\epsilon}\right)^{\nu} \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right)^{p-\nu} Z^{\nu} \\ &= \sum_{p=0}^{\infty} Q(p) (1 - \epsilon^{-1} + \epsilon^{-1} Z)^p \\ &= \Phi_Q(1 - \epsilon^{-1} + \epsilon^{-1} Z) \end{aligned}$$

On remarque que pour $Z=1$ l'argument de Φ_Q prend aussi la valeur 1. Pour le calcul des moments successifs de P les relations suivantes sont utiles :

$$\begin{aligned} \left[Z \frac{d}{dZ} \right]_{Z=1}^n \Phi &= \frac{d}{dZ} \left(Z \frac{d}{dZ} \right)^{n-1} \Phi_{Z=1} \\ &= \frac{d^2}{dZ^2} \left(Z \frac{d}{dZ} \right)^{n-2} \Phi_{Z=1} + \left(Z \frac{d}{dZ} \right)^{n-1} \Phi_{Z=1} \end{aligned}$$

Pour $n=1$ on obtient donc :

$$m_1^P = \frac{d}{dZ} \Phi_Q (1 - \epsilon^{-1} + \epsilon^{-1} Z)_{Z=1} = \epsilon^{-1} m_1^Q$$

résultat d'ailleurs intuitif.

Pour $n=2$ on obtient :

$$\begin{aligned} m_2^Q &= \frac{d^2}{dZ^2} \Phi_Q (1 - \epsilon^{-1} + \epsilon^{-1} Z)_{Z=1} + \frac{d}{dZ} \Phi_Q (1 - \epsilon^{-1} + \epsilon^{-1} Z) \\ &= \epsilon^{-2} \frac{d^2}{dZ^2} \Phi_Q (t)_{t=1} + \epsilon^{-1} m_1^Q \\ &= \epsilon^{-2} (m_2^Q - m_1^Q) + \epsilon^{-1} m_1^Q \end{aligned}$$

soit encore si l'on considère les variances :

$$\begin{aligned} \sigma_{(P)}^2 &= m_2^P - (m_1^P)^2 = \epsilon^{-2} (m_2^Q - (m_1^Q)^2) + \epsilon^{-1} (1 - \epsilon^{-1}) m_1^Q \\ &= \epsilon^{-2} \sigma_Q^2 + \epsilon^{-1} (1 - \epsilon^{-1}) \bar{\nu}_Q \end{aligned}$$

β) Cas de deux détecteurs de neutrons opérés en coïncidence

Si l'on considère l'évènement de fission réel on est amené à distinguer les deux fragments que nous désignerons par les deux indices 1 et 2. Soit $P(\nu_1, \nu_2)$ la probabilité pour que le fragment 1 émette ν_1 neutrons, et le fragment 2 ν_2 neutrons. On peut chercher à connaître soit la

fonction complète $P(\nu_1, \nu_2)$ soit ses premiers moments

$$\bar{\nu}_1 = \sum_{\nu_1=0}^{\infty} \sum_{\nu_2=0}^{\infty} \nu_1 P(\nu_1, \nu_2)$$

$$\bar{\nu}_2 = \sum_{\nu_1=0}^{\infty} \sum_{\nu_2=0}^{\infty} \nu_2 P(\nu_1, \nu_2)$$

$$\sigma^2(\nu_1) = \sum_{\nu_1} \sum_{\nu_2} \nu_1^2 P(\nu_1, \nu_2) - \bar{\nu}_1^2$$

$$\sigma^2(\nu_2) = \sum_{\nu_1} \sum_{\nu_2} \nu_2^2 P(\nu_1, \nu_2) - \bar{\nu}_2^2$$

$$\mu_{11} = \sum_{\nu_1} \sum_{\nu_2} \nu_1 \nu_2 P(\nu_1, \nu_2) - \bar{\nu}_1 \bar{\nu}_2$$

Les moments non centrés d'ordre 1 et 2 seront notés sous la forme $m_{10}^P, m_{01}^P, m_{20}^P, m_{02}^P, m_{11}^P$.

On dispose de deux détecteurs α et β . Les efficacités de détection sont définies par la matrice

$$\overline{\overline{\epsilon}} = \begin{vmatrix} \epsilon_{1\alpha} & \epsilon_{1\beta} \\ \epsilon_{2\alpha} & \epsilon_{2\beta} \end{vmatrix}$$

où, par exemple $\epsilon_{1\alpha}$ est la probabilité pour que le détecteur α détecte un neutron émis par le fragment 1.

Soit :

$Q(p_\alpha, p_\beta)$ la probabilité de détecter p_α neutrons dans le détecteur α et p_β neutrons dans le détecteur β . La fonction $Q(p_\alpha, p_\beta)$ s'obtient à partir de $P(\nu_1, \nu_2)$ par :

$$Q(p_\alpha, p_\beta) = \sum_{\nu_1+\nu_2 \geq p_\alpha+p_\beta} \sum_{\nu_1, \nu_2} \nu_1 \nu_2 P(\nu_1, \nu_2) \sum_{\substack{r < p_\alpha, \nu_1 \\ r' < p_\beta, \nu_2}}^{r, r'} C_{\nu_1}^r \epsilon_{1\alpha}^r \epsilon_{1\beta}^{r'} C_{\nu_2}^{r'} (1 - \epsilon_{1\alpha} - \epsilon_{1\beta})^{\nu_1 - r - r'} \\ \times C_{\nu_2}^{p_\alpha - r} \epsilon_{2\alpha}^{p_\alpha - r} C_{\nu_2 - p_\alpha + r}^{p_\beta - r'} \epsilon_{2\beta}^{p_\beta - r'} (1 - \epsilon_{2\beta} - \epsilon_{2\alpha})^{\nu_2 - p_\alpha - p_\beta + r + r'}$$

Considérons la fonction caractéristique bidimensionnelle de Q

$$\Phi_Q(X, Y) = \sum_{p_\alpha} \sum_{p_\beta} X^{p_\alpha} Y^{p_\beta} Q(p_\alpha, p_\beta)$$

il vient, en posant $u = p_\alpha - r$ $v = p_\beta - r'$

$$\begin{aligned} \Phi_Q(X, Y) = & \sum_{r=0}^{v_1} \sum_{r'=0}^{v_2} \left[\sum_{r=0}^{v_1} \sum_{r'=0}^{v_2} C_{v_1}^r (\epsilon_{1\alpha} X)^r C_{v_1}^{r'} (\epsilon_{1\beta} X)^{r'} (1 - \epsilon_{1\alpha} - \epsilon_{1\beta})^{v_1 - r - r'} \right] \\ & \cdot \left[\sum_{u=0}^{v_2} \sum_{v=0}^{v_2 - u} C_{v_2}^u (\epsilon_{2\alpha} X)^u C_{v_2}^v (\epsilon_{2\beta} Y)^v (1 - \epsilon_{2\alpha} - \epsilon_{2\beta})^{v_2 - u - v} \right] \end{aligned}$$

Par application de la formule du binôme, il vient

$$\Phi_Q(X, Y) = \sum_{v_1} \sum_{v_2} P(v_1, v_2) (1 - \epsilon_{1\alpha} - \epsilon_{1\beta} + \epsilon_{1\alpha} X + \epsilon_{1\beta} Y)^{v_1} (1 - \epsilon_{2\alpha} - \epsilon_{2\beta} + \epsilon_{2\alpha} X + \epsilon_{2\beta} Y)^{v_2}$$

soit :

$$\Phi_Q(X, Y) = \Phi_P(1 - \epsilon_{1\alpha} - \epsilon_{1\beta} + \epsilon_{1\alpha} X + \epsilon_{1\beta} Y, 1 - \epsilon_{2\alpha} - \epsilon_{2\beta} + \epsilon_{2\alpha} X + \epsilon_{2\beta} Y)$$

Soit $\vec{U}$ le vecteur de composantes $\begin{Bmatrix} X \\ Y \end{Bmatrix}$

$\vec{V}$ le vecteur de composantes $\begin{Bmatrix} 1 - \epsilon_{1\alpha} - \epsilon_{1\beta} + \epsilon_{1\alpha} X + \epsilon_{1\beta} Y \\ 1 - \epsilon_{2\alpha} - \epsilon_{2\beta} + \epsilon_{2\alpha} X + \epsilon_{2\beta} Y \end{Bmatrix}$

et $\vec{I}$ le vecteur unité $\begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \end{Bmatrix}$. On voit que :

$$\vec{V} = \vec{I} - \vec{\epsilon} \vec{I} + \vec{\epsilon} \vec{U} = \tau(\vec{\epsilon}) \vec{U}$$

On vérifie facilement que les transformations $\tau(\vec{\epsilon})$ forment un groupe

$$\tau(\vec{\epsilon}) \tau(\vec{H}) = \tau(\vec{\epsilon} \vec{H})$$

et que, par conséquent :

$$\tau(\vec{\epsilon})^{-1} = \tau(\vec{\epsilon}^{-1})$$

Vérifions en effet cette dernière égalité :

$$\tau(\bar{\bar{\epsilon}}^{-1})\tau(\bar{\bar{\epsilon}})\vec{U} = \tau(\bar{\bar{\epsilon}}^{-1})\vec{V} = \vec{I} - \bar{\bar{\epsilon}}^{-1}\vec{I} + \bar{\bar{\epsilon}}^{-1}(\vec{I} - \bar{\bar{\epsilon}}\vec{I} + \bar{\bar{\epsilon}}\vec{U}) = \vec{U}$$

La correspondance entre P et Q et leurs fonctions caractéristiques étant biunivoque, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \vec{Q} &= T(\bar{\bar{\epsilon}})\vec{P} \\ \text{et} \quad \vec{P} &= T(\bar{\bar{\epsilon}}^{-1})\vec{Q} \end{aligned}$$

résultat généralisant celui précédemment obtenu dans le cas à une dimension.

Soit :

$$A = \begin{vmatrix} a_{1\alpha} & a_{1\beta} \\ a_{2\alpha} & a_{2\beta} \end{vmatrix} = \bar{\bar{\epsilon}}^{-1}$$

On peut donc écrire :

$$\begin{aligned} P(\nu_1, \nu_2) &= \sum_{p_\alpha + p_\beta \geq \nu_1 + \nu_2} \sum_{p_\alpha, p_\beta} Q(p_\alpha, p_\beta) \sum_{\substack{r < p_\alpha, \nu_1 \\ r' < p_\beta, \nu_2}}^{r, r'} C_p^r a_1^r a_1^{r'} C_{p_\alpha - r}^{r'} (1 - a_{1\alpha} - a_{1\beta})^{p_\alpha - r - r'} \\ &\quad \cdot C_{p_\beta}^{\nu_1 - r} a_{2\alpha}^{\nu_1 - r} C_{p_\beta - \nu_1 + r}^{\nu_2 - r'} a_{2\beta}^{\nu_2 - r'} (1 - a_{2\alpha} - a_{2\beta})^{p_\beta - \nu_1 - \nu_2 + r + r'} \end{aligned}$$

De même que précédemment la relation entre les fonctions caractéristiques permet de calculer les moments de P en fonction de ceux de Q et réciproquement. Par exemple :

$$\Phi_P(X, Y) = \Phi_Q(1 - a_{1\alpha} - a_{1\beta} + a_{1\alpha}X + a_{1\beta}Y, 1 - a_{2\alpha} - a_{2\beta} + a_{2\alpha}X + a_{2\beta}Y)$$

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_1^P &= m_{10}^P = \left[X \frac{\partial}{\partial X} \Phi_P \right]_{\substack{X=1 \\ Y=1}} = \left[\frac{\partial}{\partial X} \Phi_P \right]_{\substack{X=1 \\ Y=1}} = a_{1\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial u} \Phi_Q \right]_{\substack{u=1 \\ v=1}} + a_{2\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial v} \Phi_Q \right]_{\substack{u=1 \\ v=1}} \\ &= a_{1\alpha} \bar{\nu}_1^Q + a_{2\alpha} \bar{\nu}_2^Q \end{aligned}$$

$$m_{01}^P = a_{1\beta} \bar{v}_1^Q + a_{2\beta} \bar{v}_2^Q = \bar{v}_2$$

où u et v sont les arguments de Φ_Q .

De même

$$m_{11}^P = \left[X \frac{\partial}{\partial X} Y \frac{\partial}{\partial Y} \Phi_P \right]_{\substack{X=1 \\ Y=1}} = \left[(a_{1\alpha} \frac{\partial}{\partial u} + a_{2\alpha} \frac{\partial}{\partial v}) (a_{1\beta} \frac{\partial}{\partial u} + a_{2\beta} \frac{\partial}{\partial v}) \Phi_Q \right]_{\substack{u=1 \\ v=1}}$$

$$\begin{aligned} m_{11}^P &= \left[a_{1\alpha} a_{1\beta} \frac{\partial^2}{\partial u^2} + a_{2\alpha} a_{2\beta} \frac{\partial^2}{\partial v^2} + (a_{1\alpha} a_{2\beta} + a_{1\beta} a_{2\alpha}) \frac{\partial^2}{\partial u \partial v} \right] \Phi_Q \\ &= a_{1\alpha} a_{1\beta} (m_{20}^Q - m_{10}^Q) + a_{2\alpha} a_{2\beta} (m_{02}^Q - m_{01}^Q) + (a_{1\alpha} a_{2\beta} + a_{1\beta} a_{2\alpha}) m_{11}^Q \end{aligned}$$

et :

$$\begin{aligned} \mu_{11}^P &= m_{11}^P - m_{10}^P m_{01}^P = m_{11}^P - a_{1\alpha} a_{1\beta} (m_{10}^Q)^2 - a_{2\alpha} a_{2\beta} (m_{01}^Q)^2 - (a_{1\alpha} a_{2\beta} + a_{2\alpha} a_{1\beta}) m_{10}^Q m_{01}^Q \\ &= a_{1\alpha} a_{1\beta} \bar{v}_{1Q}^2 + a_{2\alpha} a_{2\beta} \bar{v}_{2Q}^2 + (a_{1\alpha} a_{2\beta} + a_{1\beta} a_{2\alpha}) \mu_{11}^Q - a_{1\alpha} a_{1\beta} \bar{v}_1^Q - a_{2\alpha} a_{2\beta} \bar{v}_2^Q \end{aligned}$$

De même encore :

$$\begin{aligned} m_{20}^P &= \left[(X \frac{\partial}{\partial X})^2 \Phi_P \right]_{\substack{X=1 \\ Y=1}} = \left[\frac{\partial}{\partial X} X \frac{\partial \Phi_P}{\partial X} \right]_{\substack{X=1 \\ Y=1}} = X \frac{\partial^2}{\partial X^2} \Phi_P + \frac{\partial \Phi_P}{\partial X} \\ &= \frac{\partial}{\partial X} \left[\frac{\partial u}{\partial X} \frac{\partial \Phi_Q}{\partial u} + \frac{\partial v}{\partial X} \frac{\partial \Phi_Q}{\partial v} \right] + \frac{\partial \Phi_Q}{\partial X} \\ &= \frac{\partial u}{\partial X} \left[\frac{\partial v}{\partial X} \frac{\partial^2 \Phi_Q}{\partial u \partial v} + \frac{\partial u}{\partial X} \frac{\partial^2 \Phi_Q}{\partial u^2} \right] + \frac{\partial v}{\partial X} \left[\frac{\partial u}{\partial X} \frac{\partial^2 \Phi_Q}{\partial u \partial v} + \frac{\partial v}{\partial X} \frac{\partial^2 \Phi_Q}{\partial v^2} \right] + \frac{\partial \Phi_Q}{\partial X} \end{aligned}$$

Soit :

$$m_{20}^P = a_{1\alpha}^2 \frac{\partial^2 \Phi_Q}{\partial u^2} + a_{2\alpha}^2 \frac{\partial^2 \Phi_Q}{\partial v^2} + 2 a_{1\alpha} a_{2\alpha} \frac{\partial^2 \Phi_Q}{\partial u \partial v} + \frac{\partial \Phi_Q}{\partial x}$$

$$= a_{1\alpha}^2 (m_{20}^Q - m_{10}^Q) + a_{2\alpha}^2 (m_{02}^Q - m_{01}^Q) + 2 a_{1\alpha} a_{2\alpha} m_{11}^Q + a_{1\alpha} m_{10}^Q + a_{2\alpha} m_{01}^Q$$

et :

$$\sigma_{1P}^2 = m_{20}^P - (m_{10}^P)^2 = m_{20}^P - a_{1\alpha}^2 (m_{10}^Q)^2 - a_{2\alpha}^2 (m_{01}^Q)^2 - 2 a_{1\alpha} a_{2\alpha} m_{10}^Q m_{01}^Q$$

$$= a_{1\alpha}^2 \sigma_{1Q}^2 + a_{2\alpha}^2 \sigma_{2Q}^2 + 2 a_{1\alpha} a_{2\alpha} \mu_{11}^Q + \bar{\nu}_1^Q a_{1\alpha} (1 - a_{1\alpha}) + \bar{\nu}_2^Q a_{2\alpha} (1 - a_{2\alpha})$$

Rappelons les formules ainsi obtenues :

$$\bar{\nu}_1 = a_{1\alpha} \bar{\nu}_1^Q + a_{2\alpha} \bar{\nu}_2^Q$$

$$\bar{\nu}_2 = a_{1\beta} \bar{\nu}_1^Q + a_{2\beta} \bar{\nu}_2^Q$$

$$\mu_{11}^P = a_{1\alpha} a_{1\beta} \sigma_{1Q}^2 + a_{2\alpha} a_{2\beta} \sigma_{2Q}^2 + (a_{1\alpha} a_{2\beta} + a_{1\beta} a_{2\alpha}) \mu_{11}^Q - a_{1\alpha} a_{1\beta} \bar{\nu}_1^Q - a_{2\alpha} a_{2\beta} \bar{\nu}_2^Q$$

$$\sigma^2(\nu_1) = \sigma_{1P}^2 = a_{1\alpha}^2 \sigma_{1Q}^2 + a_{2\alpha}^2 \sigma_{2Q}^2 + 2 a_{1\alpha} a_{2\alpha} \mu_{11}^Q + \bar{\nu}_1^Q a_{1\alpha} (1 - a_{1\alpha}) + \bar{\nu}_2^Q a_{2\alpha} (1 - a_{2\alpha})$$

$$\sigma^2(\nu_2) = \sigma_{2P}^2 = a_{2\beta}^2 \sigma_{2Q}^2 + a_{1\beta}^2 \sigma_{1Q}^2 + 2 a_{2\beta} a_{1\beta} \mu_{11}^Q + \bar{\nu}_2^Q a_{2\beta} (1 - a_{2\beta}) + \bar{\nu}_1^Q a_{1\beta} (1 - a_{1\beta})$$

γ) Cas d'un seul détecteur placé dans une géométrie asymétrique.

Dans le cas de notre expérience nous ne disposons que d'un seul détecteur. Toutefois nous pouvions caractériser les distributions observées pour deux fragments complémentaires. Nos observations nous fournissaient donc les distributions marginales de ν_1 et ν_2 .

$$Q_1(\nu_1) = \sum_{\nu_2} Q(\nu_1, \nu_2)$$

$$Q_2(\nu_2) = \sum_{\nu_1} Q(\nu_1, \nu_2)$$

Ces deux distributions nous permettent d'obtenir

$$\begin{aligned} m_{10}^Q &= m_1^{Q_1} \\ m_{01}^Q &= m_1^{Q_2} \\ \sigma_{1Q}^2 &= \sigma_{Q1}^2 \\ \sigma_{2Q}^2 &= \sigma_{Q2}^2 \end{aligned}$$

Elles ne nous permettent pas de calculer les moments d'ordre deux de la fonction P en l'absence d'autres données

Toutefois la distribution $P(\nu_1 + \nu_2 = \nu_T)$ a été mesurée¹⁷⁾ pour l'ensemble des neutrons émis par les fragments du ²⁵²Cf abstraction faite de leurs charges ou de leurs masses. Cette distribution permet d'obtenir :

$$\sigma^2(\nu_1 + \nu_2) = \sigma_{1P}^2 + \sigma_{2P}^2 + 2\mu_{11}^P$$

Il est alors possible de calculer tous les moments du second ordre de P.

- A N N E X E II -

RAPPELS D'ANALYSE DE REGRESSION

Nous supposons que nous étudions un phénomène à trois variates x, y, t défini par une loi de distribution $P(x, y, t)$. Nous définissons les moments d'ordre un et deux de ces variantes, par exemple :

$$\langle x \rangle = \iiint x P(x, y, t) dx dy dt$$

$$\sigma^2(x) = \iiint x^2 P(x, y, t) dx dy dt - \langle x \rangle^2$$

$$C(x, y) = \iiint xy P(x, y, t) dx dy dt - \langle x \rangle \langle y \rangle$$

Nous utiliserons aussi la distribution marginale de probabilité de t

$$g(t) = \iint P(x, y, t) dx dy$$

et les variances conditionnelles de x et y par exemple

$$C(xy:t) = \frac{\iint xy P(xy:t) dx dy}{g(t)} - \frac{\iint x P(xy:t) dx dy \iint y P(xy:t) dx dy}{g(t)^2}$$

$$= \langle xy \rangle_t - \langle x \rangle_t \langle y \rangle_t$$

et de même $\sigma^2(x:t)$ et $\sigma^2(y:t)$

On définit le coefficient de regression $\langle \frac{dy}{dx} \rangle$ de y sur x par exemple comme le coefficient de la droite $y = \langle \frac{dy}{dx} \rangle x + b$ qui minimise l'expression

$$A = \iiint (y - \langle \frac{dy}{dx} \rangle x - b)^2 P(x,y,t) dx dy dt$$

Nous démontrons alors les formules :

$$1^\circ - C(x,y) = \langle \frac{dy}{dx} \rangle \sigma^2(x) \quad (A-II.1)$$

En effet le minimum de A est obtenu en dérivant A par rapport à $\langle \frac{dy}{dx} \rangle$ et b soit :

$$\iiint x (y - \langle \frac{dy}{dx} \rangle x - b) P(x,y,t) dx dy dt = 0$$

$$\text{et} \quad \iiint (y - \langle \frac{dy}{dx} \rangle x - b) P(x,y,t) dx dy dt = 0$$

la deuxième relation s'écrit :

$$\langle y \rangle = \langle \frac{dy}{dx} \rangle \langle x \rangle + b$$

en substituant b la première relation s'écrit :

$$\langle xy \rangle - \left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle \langle x^2 \rangle = \langle x \rangle (\langle y \rangle - \left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle \langle x \rangle)$$

soit

$$\begin{aligned} C(x, y) &= \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle = \left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle (\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2) \\ &= \left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle \sigma^2(x) \end{aligned}$$

C. Q. F. D.

$$2^\circ - \left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle^{-1} \frac{C(x, y)^2}{\sigma^2(x) \sigma^2(y)} = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle \frac{\sigma^2(y)}{\sigma^2(x)} = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle^{-1} \left(1 - \frac{M \sigma^2(y : x)}{\sigma^2(y)} \right)_{(A-II.2)}$$

en effet d'après ce qui précède

$$\left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle = \frac{C(x, y)}{\sigma^2(x)} = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle^{-1} \frac{C(x, y) \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle}{\sigma^2(x)}$$

et puisque

$$\left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle = \frac{C(x, y)}{\sigma^2(y)}$$

$$\left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle^{-1} \frac{C(x, y)^2}{\sigma^2(x) \sigma^2(y)}$$

on définit le coefficient de corrélation de x et y

$$\rho(x, y) = \frac{C(x, y)}{\sigma(x) \sigma(y)}$$

et on a donc :

$$\left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle^{-1} \rho^2(x, y)$$

il est, d'autre part, évident d'après la relation

$$C(x, y) = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle \sigma^2(y)$$

que

$$\left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle \frac{\sigma^2(y)}{\sigma^2(x)}$$

d'autre part

$$p^2(x, y) = \frac{C^2(x, y)}{\sigma^2(x) \sigma^2(y)} = \left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle^2 \frac{\sigma^2(x)}{\sigma^2(y)}$$

Or, on sait que

$$\sigma^2(y) = \left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle^2 \sigma^2(x) + \frac{M}{x} \sigma^2(y:x)$$

donc

$$p^2(x, y) = 1 - \frac{\frac{M}{x} \sigma^2(y:x)}{\sigma^2(y)}$$

donc

$$\left\langle \frac{dy}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle^{-1} \left(1 - \frac{\frac{M}{x} \sigma^2(y:x)}{\sigma^2(y)} \right)$$

Remarquons qu'il découle de cette formule que

$$\frac{\frac{M}{x} \sigma^2(y:x)}{\sigma^2(y)} = \frac{\frac{M}{y} \sigma^2(x:y)}{\sigma^2(x)}$$

(A-II.3)

3°- Dans le cas d'une régression linéaire de x et y sur t

$$C(x, y) = \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle \left\langle \frac{dy}{dt} \right\rangle \tau^2(t) + \int_t M C(x, y : t) \quad (A-II.4)$$

où
$$\int_t M C(x, y : t) = \int C(x, y : t) g(t) dt$$

On a par définition

$$\int_t M C(x, y : t) = \int \langle xy \rangle_t g(t) dt - \int \langle x \rangle_t \langle y \rangle_t g(t) dt$$

et
$$C(x, y) = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle$$

Or
$$\langle xy \rangle = \int \langle xy \rangle_t g(t) dt \quad \text{donc}$$

$$C(x, y) - \int_t M C(x, y : t) = \int g(t) \langle x \rangle_t \langle y \rangle_t dt - \langle x \rangle \langle y \rangle$$

dans le cas d'une régression linéaire de x et y sur t on a :

$$\langle x \rangle_t = a_1 + \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle t$$

$$\langle y \rangle_t = a_2 + \left\langle \frac{dy}{dt} \right\rangle t$$

de ces relations on tire

$$\langle x \rangle = \frac{M}{t} \langle x \rangle_t = a_1 + \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle \langle t \rangle$$

$$\langle y \rangle = \frac{M}{t} \langle y \rangle_t = a_2 + \left\langle \frac{dy}{dt} \right\rangle \langle t \rangle$$

en remplaçant $\langle x \rangle_t$, $\langle y \rangle_t$, $\langle x \rangle$ et $\langle y \rangle$ par leurs valeurs on obtient

$$C(x, y) = \frac{M}{t} C(xy: t) = \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle \left\langle \frac{dy}{dt} \right\rangle \sigma_t^2$$

4° -

$$\left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle = \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle \left\langle \frac{dt}{dy} \right\rangle + \frac{\frac{M}{t} C(xy: t)}{\sigma^2(y)} \quad (\text{A-II.5})$$

On a en effet

$$\left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle = \frac{C(x, y)}{\sigma^2(y)} = \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle \left\langle \frac{dy}{dt} \right\rangle \frac{\sigma_t^2}{\sigma^2(y)} + \frac{\frac{M}{t} C(xy: t)}{\sigma^2(y)}$$

et

$$\sigma^2(y) = \frac{C(y, t)}{\left\langle \frac{dt}{dy} \right\rangle} = \frac{\left\langle \frac{dy}{dt} \right\rangle}{\left\langle \frac{dt}{dy} \right\rangle} \sigma_t^2$$

donc

$$\left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle = \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle \left\langle \frac{dt}{dy} \right\rangle + \frac{\frac{M}{t} C(xy: t)}{\sigma^2(y)}$$

cette relation étant valable dans le cas d'une régression linéaire de x et y sur t .

Si de plus, $\sum_t C(x, y; t) = 0$ on voit que les coefficients de régression obéissent aux lois des dérivées

$$\left\langle \frac{dx}{dy} \right\rangle = \left\langle \frac{dx}{dt} \right\rangle \left\langle \frac{dt}{dy} \right\rangle \quad (\text{A-II.6})$$

dans ce cas, on a aussi

$$\frac{C(x, y)}{\sigma^2(y)} = \frac{C(x, t)}{\sigma^2(t)} \frac{C(y, t)}{\sigma^2(y)}$$

soit $C(x, y) \sigma^2(t) = C(x, t) C(y, t)$

On a également
$$\frac{C(x, y)}{\sigma(x)\sigma(y)} = \frac{C(x, t)}{\sigma(x)\sigma(t)} \frac{C(y, t)}{\sigma(y)\sigma(t)}$$

soit $p(x, y) = p(x, t) p(y, t)$

BIBLIOGRAPHIE

1. H.W. SCHMITT, J.H. NEILER and F.J. WALTER
Phys. Rev. 141 (1965) 1146.
2. J.S. FRASER, J.C.D. MILTON, H.R. BOWMAN and S.G. THOMPSON
Can. Journ. of Phys. 4 (1963) 2080.
3. V.K. VOITOVESKII , B.A. LEVIN and E.V. MARCHENKO
Sov. Phys. JETP 5 (1957) 184.

L.E. GLENDENIN , J.P. UNIK and H.C. GRIFFIN
Proceedings of a Symposium- Physics and Chemistry of Fission
IAEA Vienna 1965 - Vol. I , p. 369.

T.D. THOMAS , R.A. ATNEOSEN, W.M. GIBSON and M.L. PERLMAN
Ibidem p.385.

H.R. BOWMAN, S.G. THOMSON, R.C. WATSON, S.S. KAPOOR
and J.O. BANAUSSEN
Ibidem Vol.II , p. 125.
4. H. NIFENECKER, C.SIGNARBIEUX, M.RIBRAG, G.PERRIN et A.AUDIAS
Journal de Physique 29 (suppl. au n°1 (1968) p. C1-155.
5. R.L. WATSON, H.R. BOWMAN and S.G. THOMSON
Phys. Rev. 162 (1967) 1169.
6. H.W. SCHMITT, W.M. GIBSON, J.H. NEILER, F.J. WALTER
and T.D. THOMAS
Physics and Chemistry of Fission - IAEA Vienna 1965 , Vol. I, p.531.
7. H.W. SCHMITT and F. PLEASONTON
Nucl. Inst. and Meth. 40 (1966) 204.
8. H.C. BRITT and G.C. BENSON
Rev. Sci. Inst. 35 (1964) 842.
9. J.POITOU , H.NIFENECKER et C.SIGNARBIEUX
Note CEA 1282.

- 10 . A.H. WAPSTRA, G.J. NIJGH and R. VAN LIES HOUT
Nuclear Spectroscopy Tables North Holland Publ. Co. Amsterdam (1959).
- 11 . R.L. WATSON
Ph.D. Thesis UCRL 16798.
- 12 . J.C.D. MILTON and J.S. FRASER
Phys. Rev. Letters 7 (1961) 67.
- 13 . S.S. KAPOOR, H.R. BOWMAN and S.G. THOMPSON
Phys. Rev. 140 (1965) B 1310.
- 14 . H.R. BOWMAN, J.C.D. MILTON, S.G. THOMPSON and W.J. SWIATECKI
Phys. Rev. 129 (1963) 2133.
- 15 . H.C. BRITT, H.E. WEGNER and S.L. WHETSTONE
Nucl. Inst. and Meth. 24 (1963) 13.
- 16 . S.L. WHETSTONE Jr.
Phys. Rev. 114 (1959) 581.
- 17 . J. TERRELL
Physics and Chemistry of Fission - IAEA Vienna Vol.II (1965) p. 3 .
- 18 . J. TERRELL
Phys. Rev. 127 (1962) 880.
- 19 . G.T. GARVEY, W.J. GERACE, R.L. JAFFEE, I. TALMI
Rev. of Mod. Phys. 41 (1969) n°4 ,Part II, p. S1.
- 20 . P. FONG
Phys. Rev. 102 (1956) 434.
- 21 . K. SKARSVAG and K. BERGHEIM
Nucl. Phys. 45 (1963) 72.
- 22 . J.C.D. MILTON and J.S. FRASER
" Physics and Chemistry of Fission " IAEA Vienna (1965) Vol.2, p.39.
- 23 . F. DICKMANN and K. DIETRICH
Nucl. Phys. A129 (1969) 241.

R. VANDENBOSCH

Nucl. Phys. (1963) 129.

H. MAIER LEIBNITZ, P. ARMBRUSTER and H.J. SPECHT

Proceedings of a Symposium. Physics and Chemistry of Fission

IAEA Vienna 1965 , Vol. II, p. 113.

Manuscrit reçu le 26 octobre 1970

LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1 Dispositif expérimental .
- Fig. 2 Spectre de rayons X de l'Am 241 .
- Fig. 3 Variation de l'efficacité ϵ du détecteur X fonction de l'énergie EK des rayons X incidents .
- Fig. 4 Spectre d'énergie des fragments de fission détectés par la diode ORTEC .
- Fig. 5 Variation de l'efficacité du détecteur de neutrons en fonction de la masse des fragments (la vitesse moyenne du fragment se dirigeant vers le détecteur est indiquée sur la figure) .
- efficacité $\epsilon_{11} = a$ de détection des neutrons émis par le fragment se dirigeant vers le détecteur .
- efficacité $\epsilon_{12} = b$ de détection des neutrons émis par le fragment s'éloignant du détecteur .
- Les courbes sont obtenues à partir des variations des efficacités en fonction de la vitesse des fragments, en affectant à chaque fragment une vitesse égale à sa vitesse moyenne .
- Fig. 6 Bloc diagramme de l'électronique .
- Fig. 7 Spectre X en coïncidence avec les fragments de fission .
- Fig. 8 Probabilités relatives de détection de 0,1 ou 2 neutrons par les fragments de charge Z .
- Fig. 9 Valeurs du nombre moyen de neutrons détectés en fonction de la charge du fragment émetteur .
- △ avec correction d'effet Doppler sur les fonctions de réponse .
- sans correction d'effet Doppler .
- Fig. 10 Nombre de rayons X émis par fission en fonction de la charge des fragments .
- avec correction d'effet Doppler .
- △ sans correction d'effet Doppler .
- Fig. 11 ● Nombre moyen de neutrons émis par fragment en fonction de la charge .
- △ nombre total de neutrons émis par les deux fragments complémentaires .

Fig. 12 Comparaison entre nos résultats (●) ceux de Whetstone (○) et ceux de Bowman (▽) concernant la variation du nombre moyen de neutrons émis en fonction de la charge des fragments.

Fig. 13 Corrélation entre la distribution en masse des fragments et le nombre moyen de neutrons détectés émis par le fragment lourd.

Fig. 14 Variances du nombre de neutrons émis en fonction de la charge des fragments

$$\bullet \quad \sigma^2(\nu_1 : Z)$$

$$\Delta \quad \sigma^2(\nu_1 : Z) + \sigma^2(\nu_2 : Z)$$

Fig. 15 Variation du nombre de neutrons émis en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments pour différents couples de charges complémentaires.

▽ neutrons émis par le fragment lourd.

▲ neutrons émis par le fragment léger.

• nombre total moyen de neutrons émis par les deux fragments complémentaires.

Fig. 16 Energie d'excitation totale nécessaire pour émettre un neutron $(\langle \frac{dE_T}{d\nu_1} \rangle_Z)$ en fonction de la charge du fragment émetteur.

○ nos résultats.

▼ résultats de Bowman.

Fig. 17 Variation du nombre total de neutrons émis par fission en fonction de l'énergie cinétique totale des fragments.

▼ fissions donnant des fragments de charge impaire.

▲ fissions donnant des fragments de charge paire.

• fissions quelconques.

Fig. 18 Energie dégagée par la fission du Cf 252 en fonction :

- de la masse d'un des fragments ●

- de la charge d'un des fragments Δ charges paires

▽ charges impaires

- Fig. 19 Résultats du calcul de Monte Carlo simulant l'émission de neutrons par les fragments de fission :
- variation du nombre moyen de neutrons émis par un fragment en fonction de l'énergie d'excitation de celui-ci (▲) ou en fonction de l'énergie cinétique totale des deux fragments (○).
- Fig. 20 Résultats du calcul de Monte Carlo.
- variation de la variance du nombre de neutrons émis par un fragment en fonction de l'énergie d'excitation de ce dernier (▲) ou de l'énergie cinétique totale des deux fragments (○).
- Fig. 21 Energies de déformation moyenne des fragments de fission en fonction de leur charge.
- Fig. 22 Variations de l'énergie gamma $\left\langle \frac{dE_\gamma}{d\nu} \right\rangle_Z$ émise en compétition avec les neutrons en fonction de l'énergie moyenne de déformation des fragments.

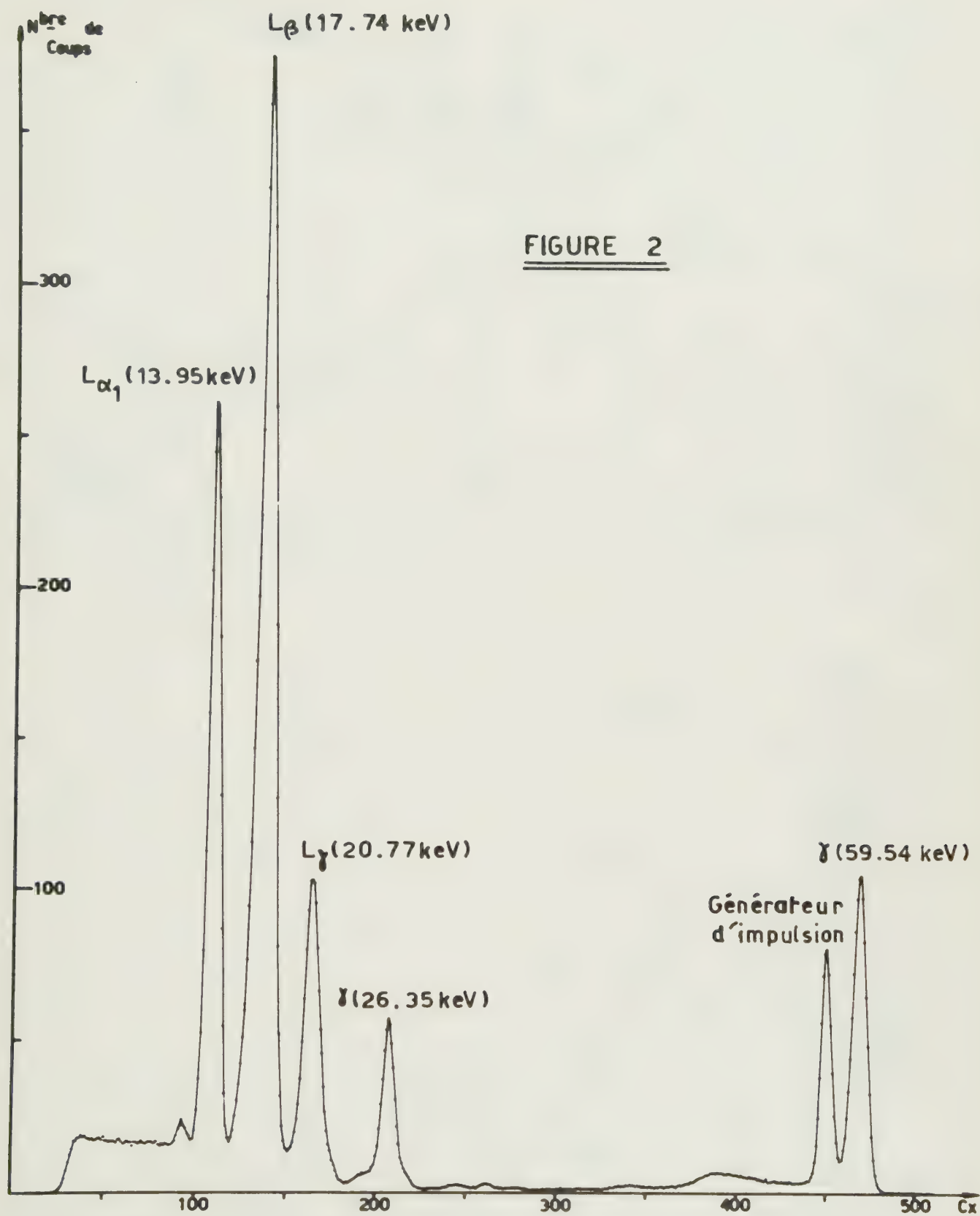
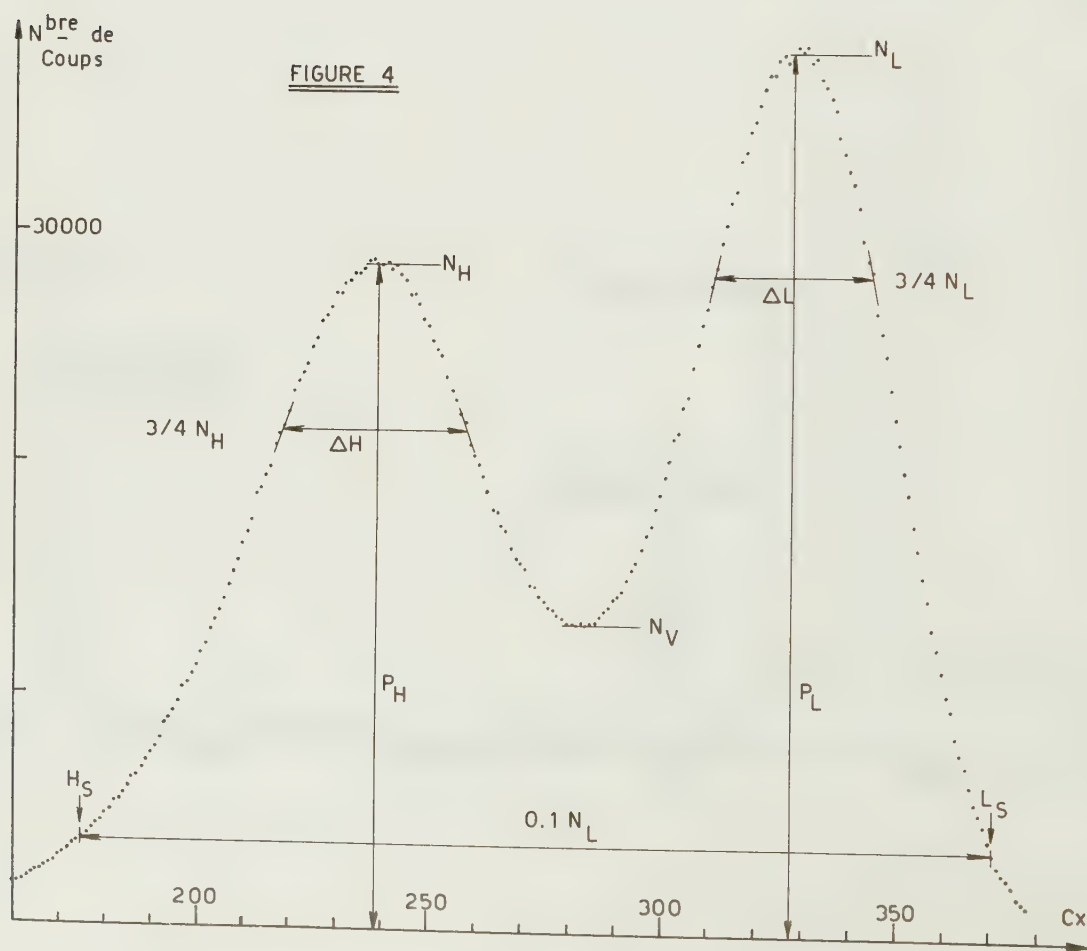
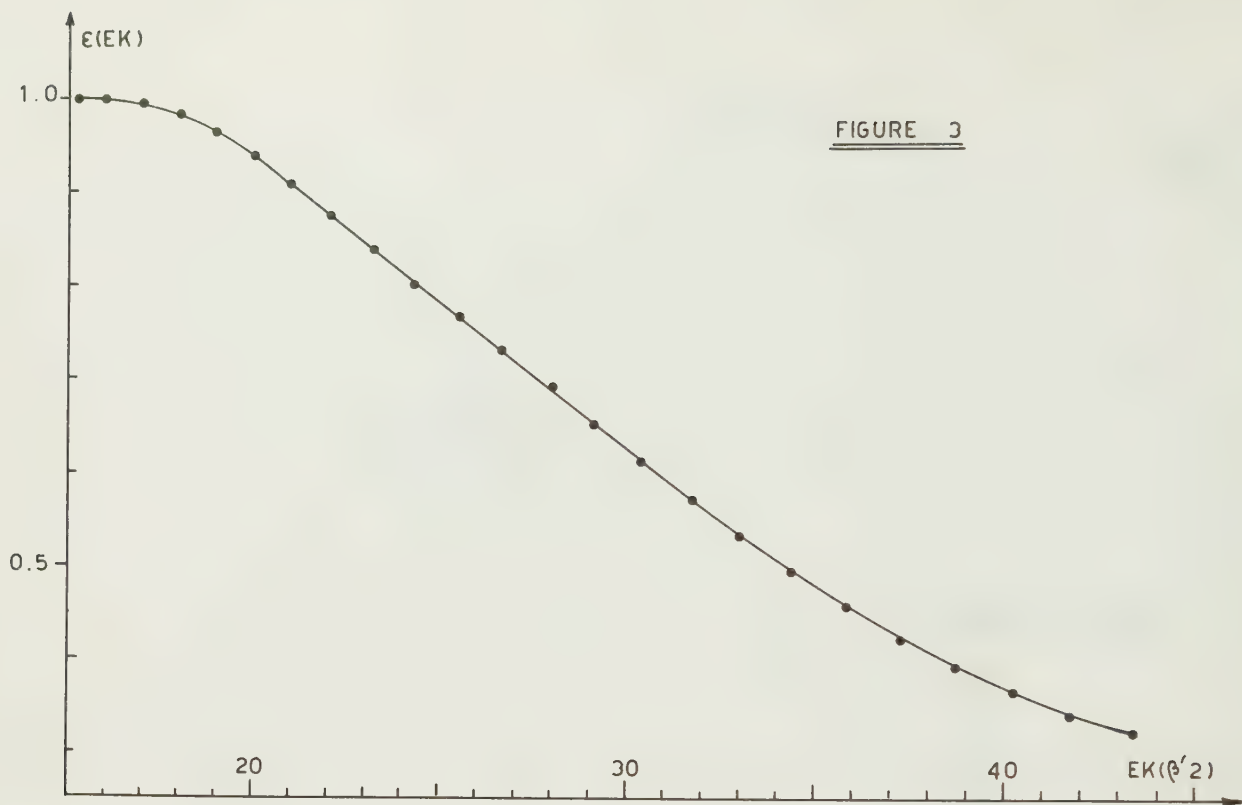


FIGURE 2



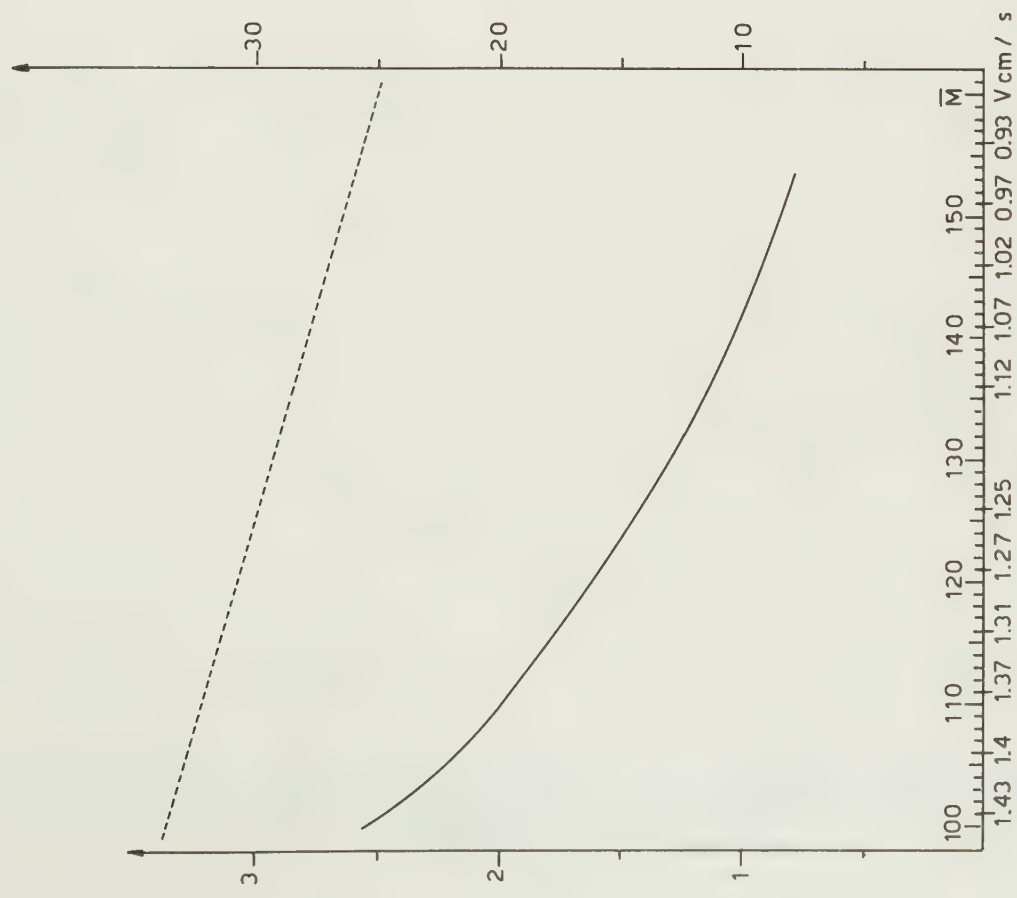


FIGURE 5

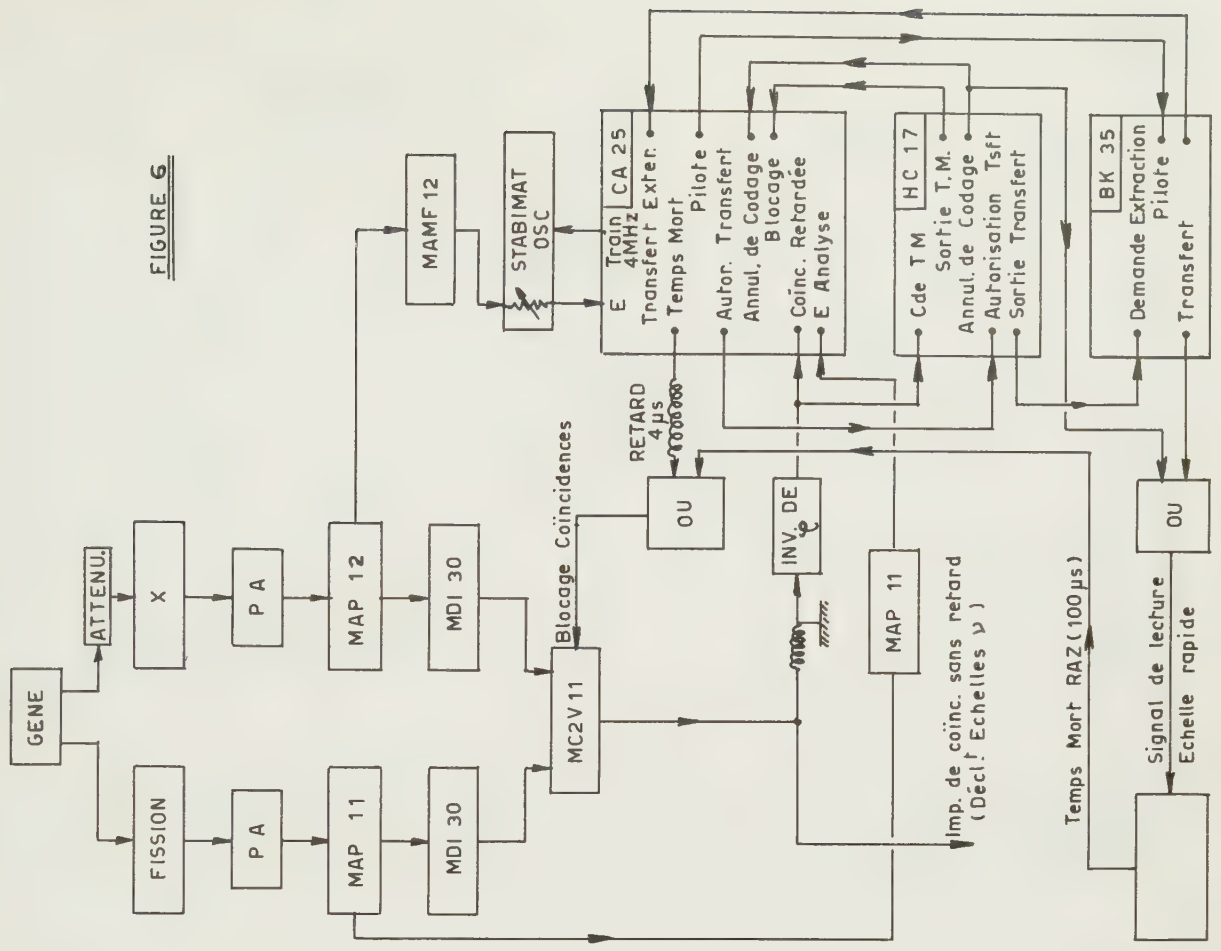
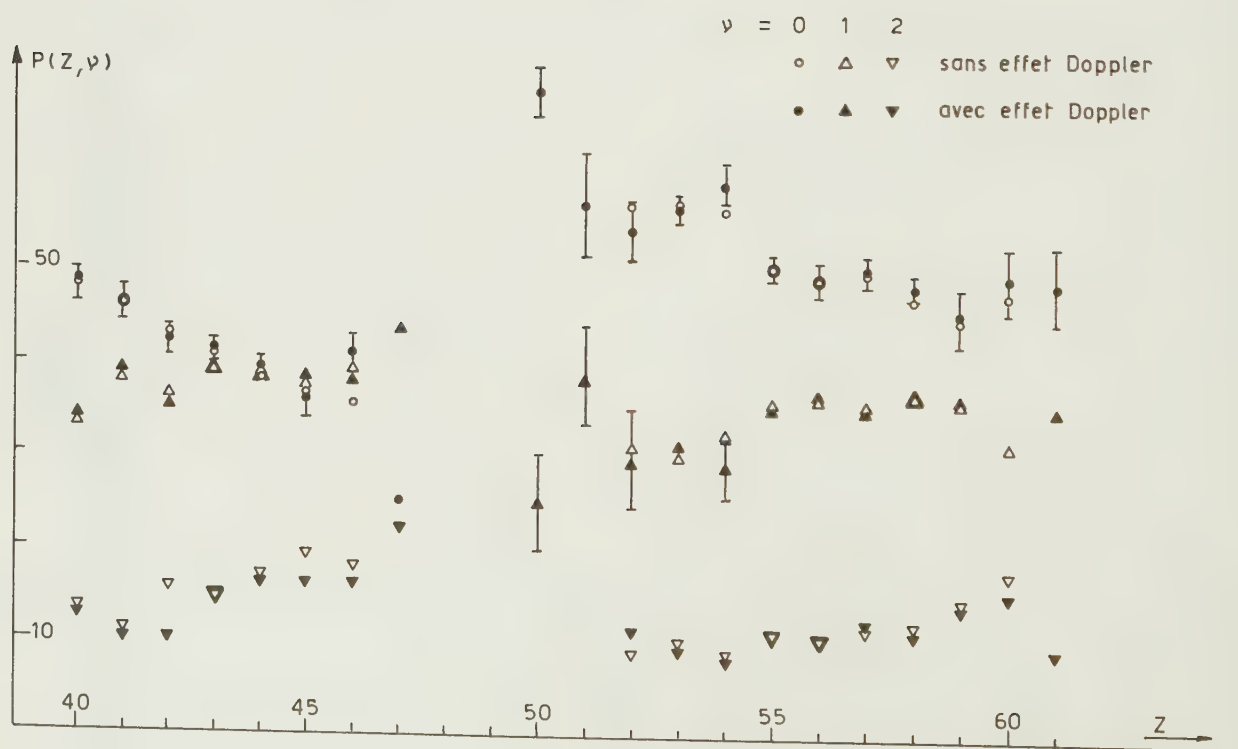
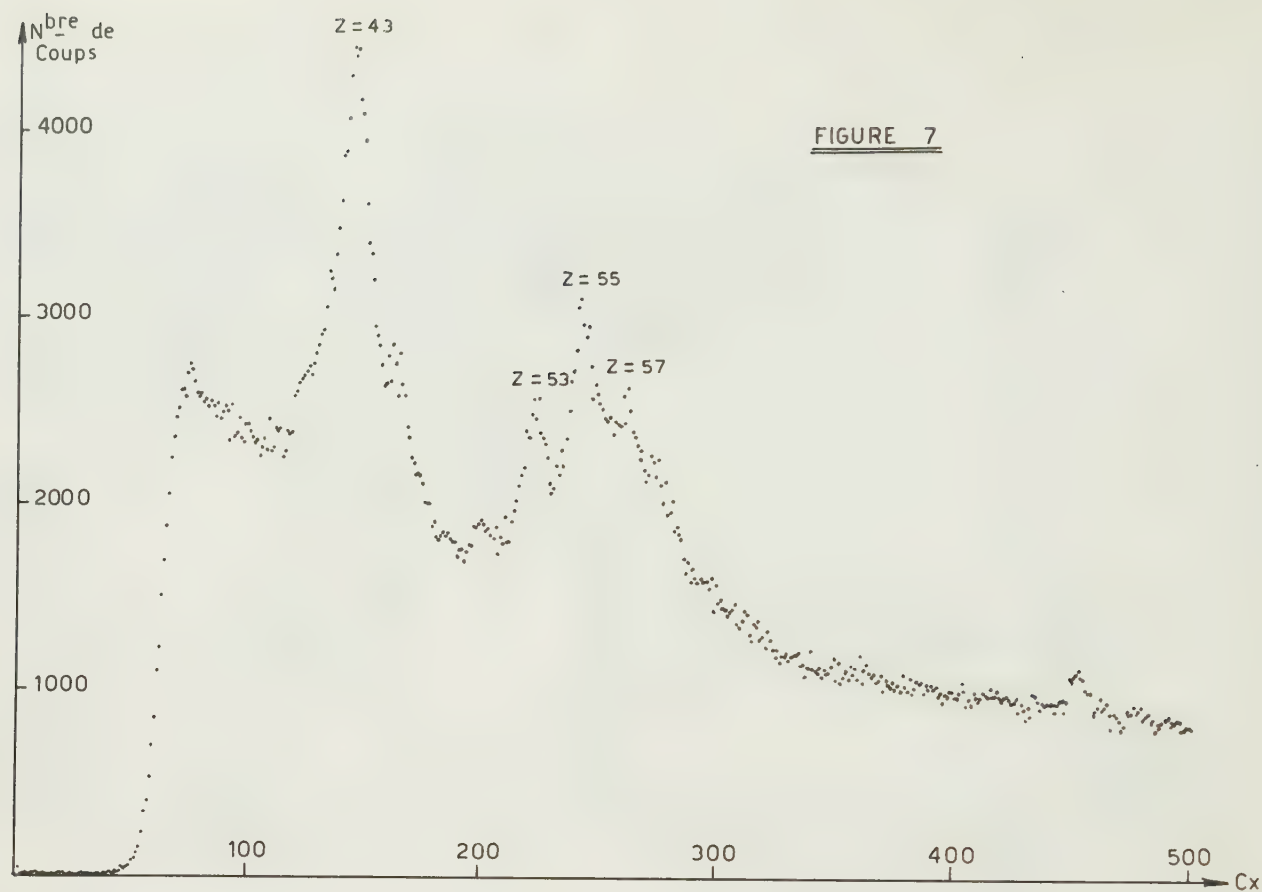
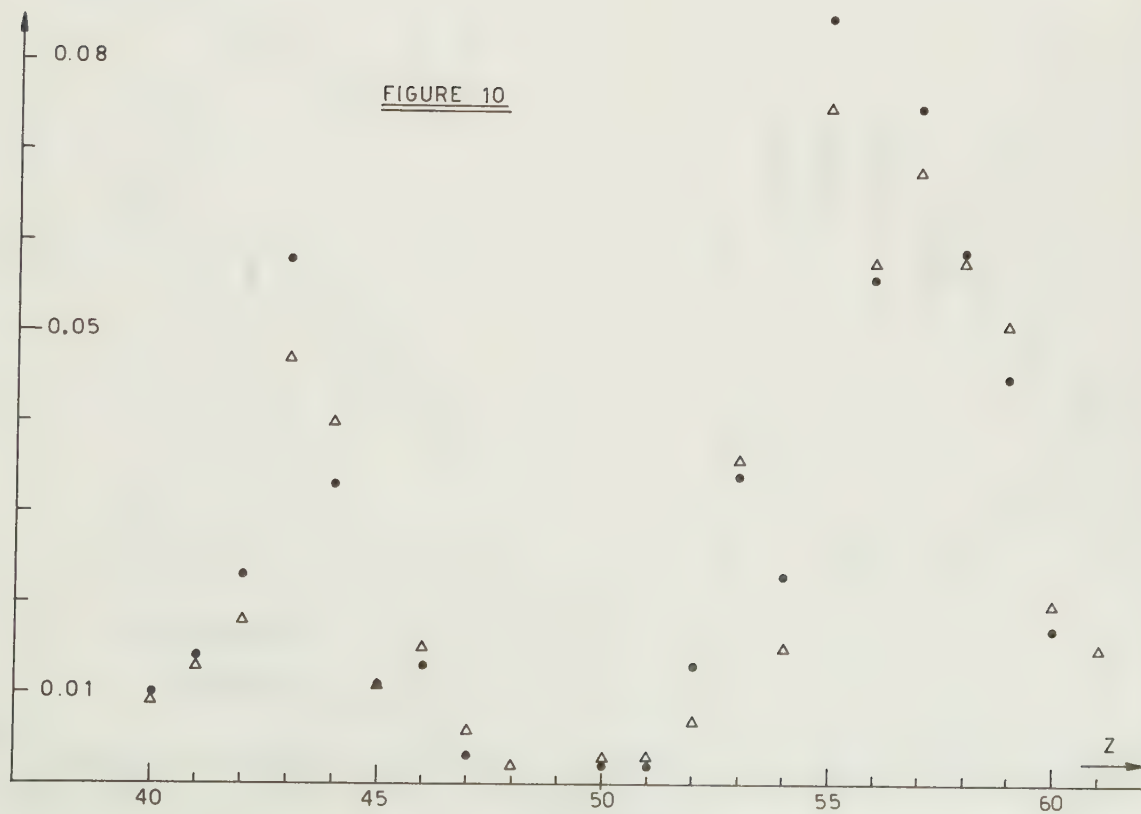
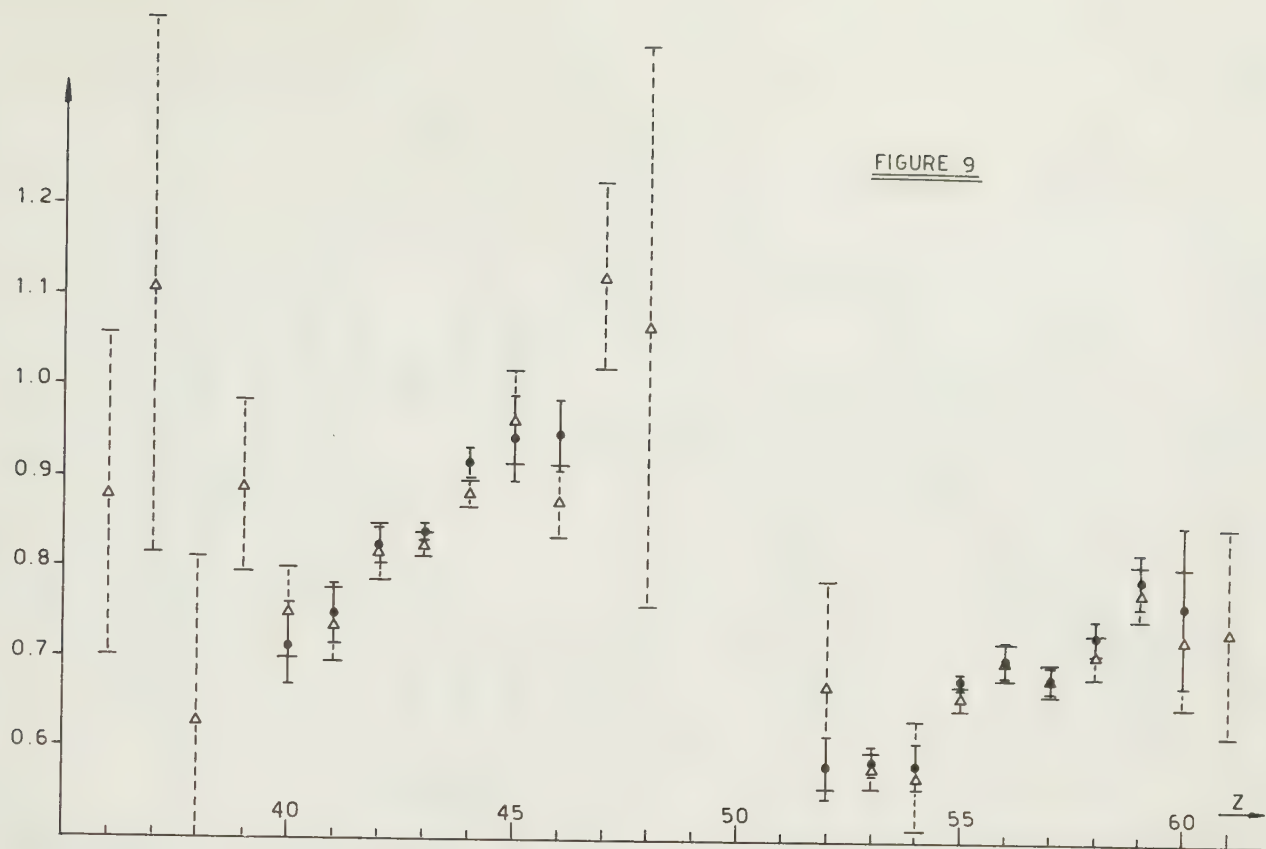


FIGURE 6





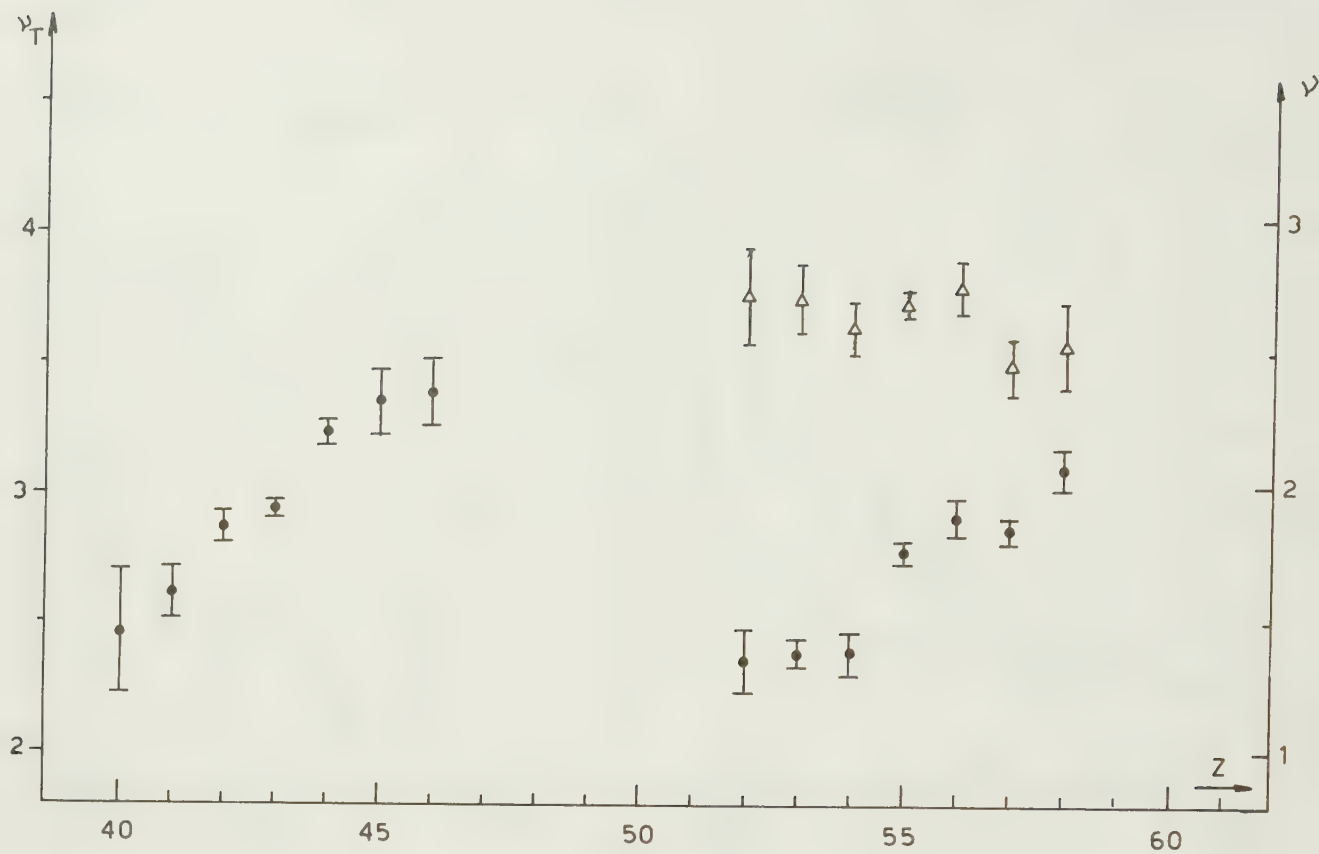


FIGURE 11

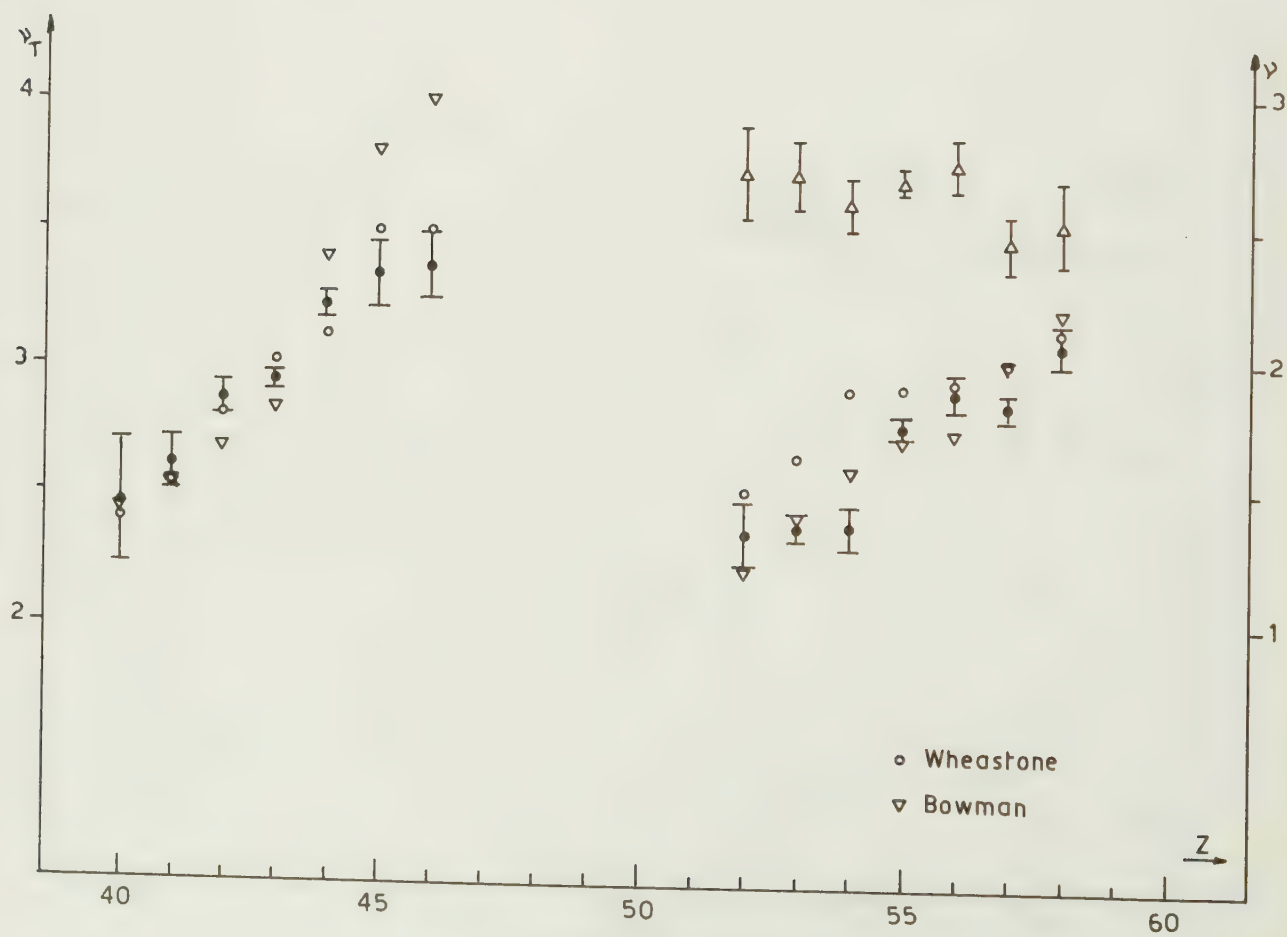


FIGURE 12

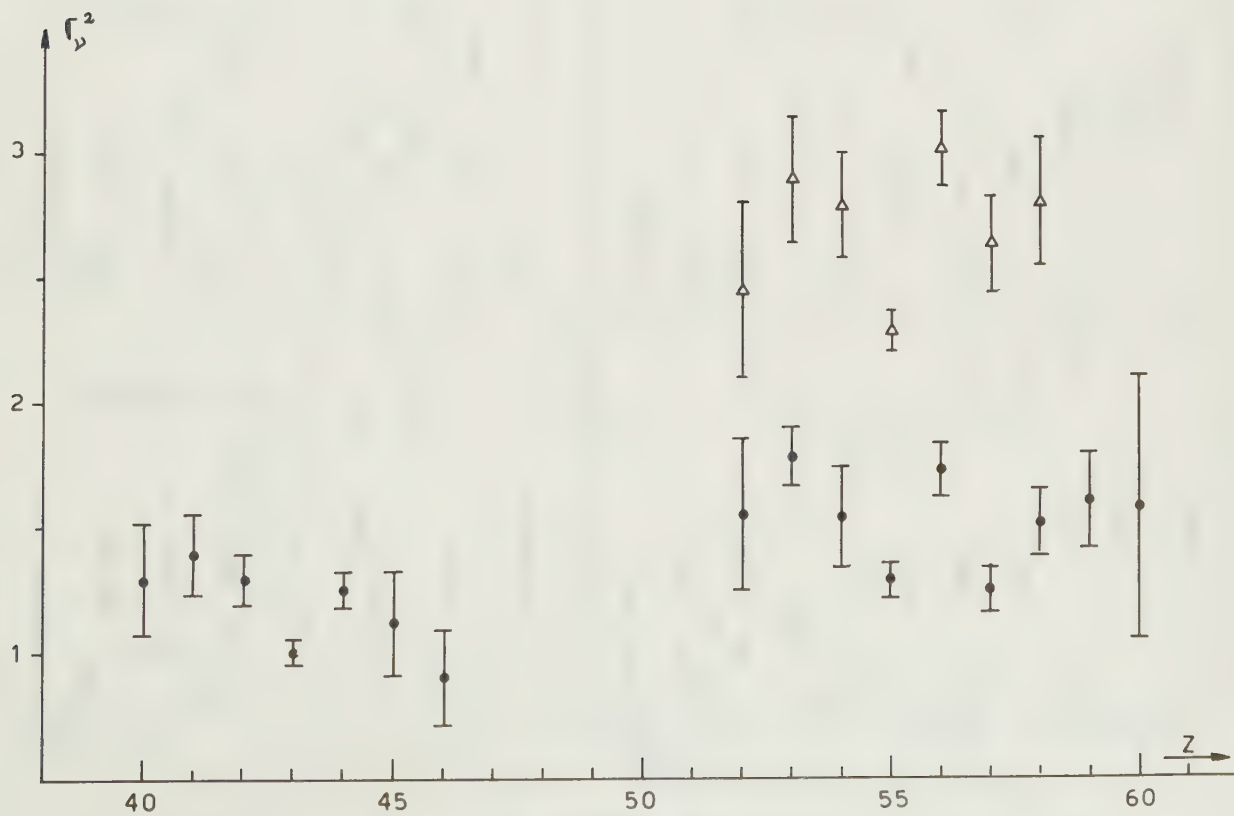
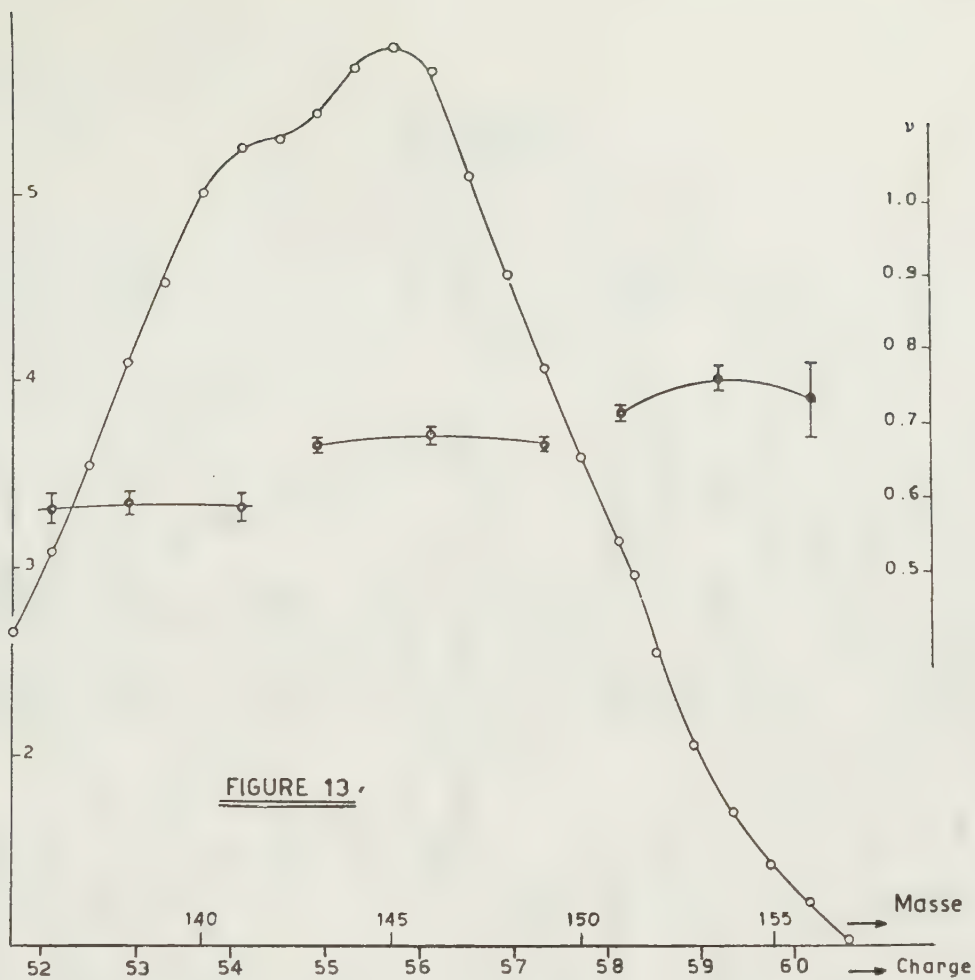
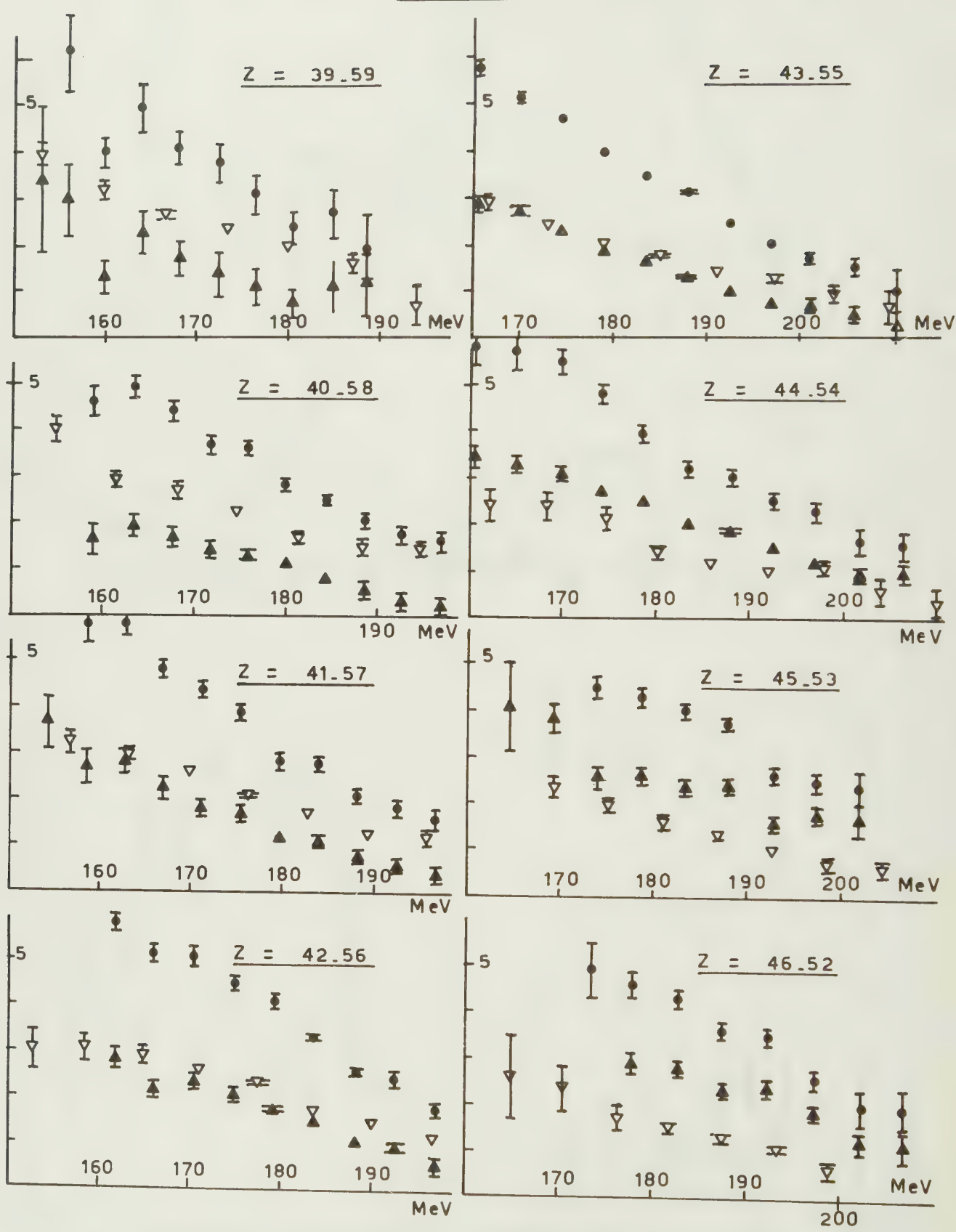


FIGURE 15



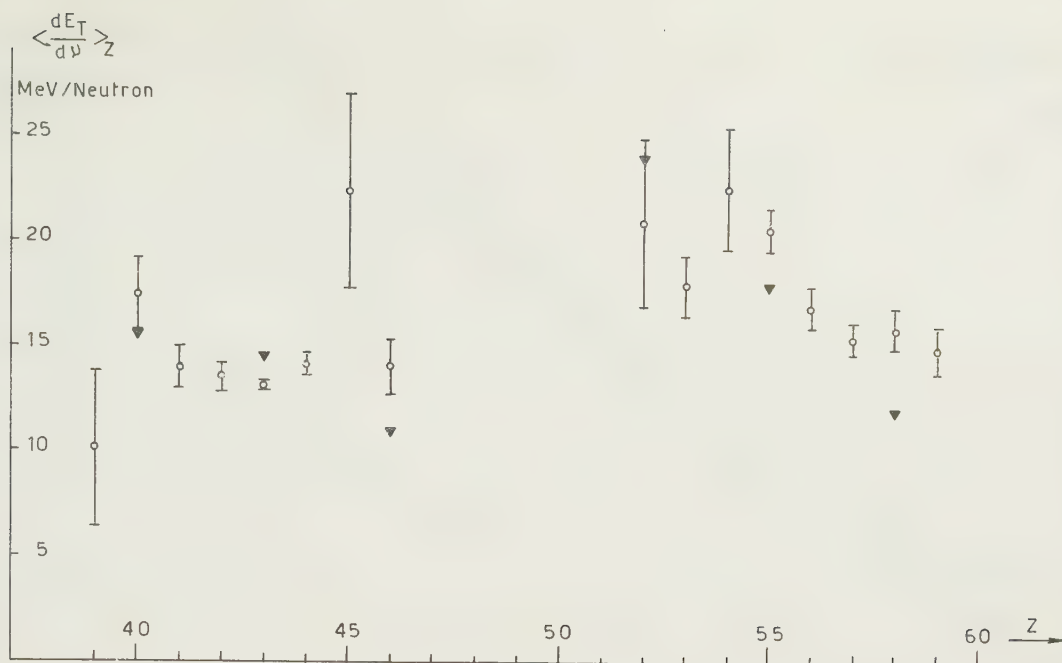


FIGURE 16

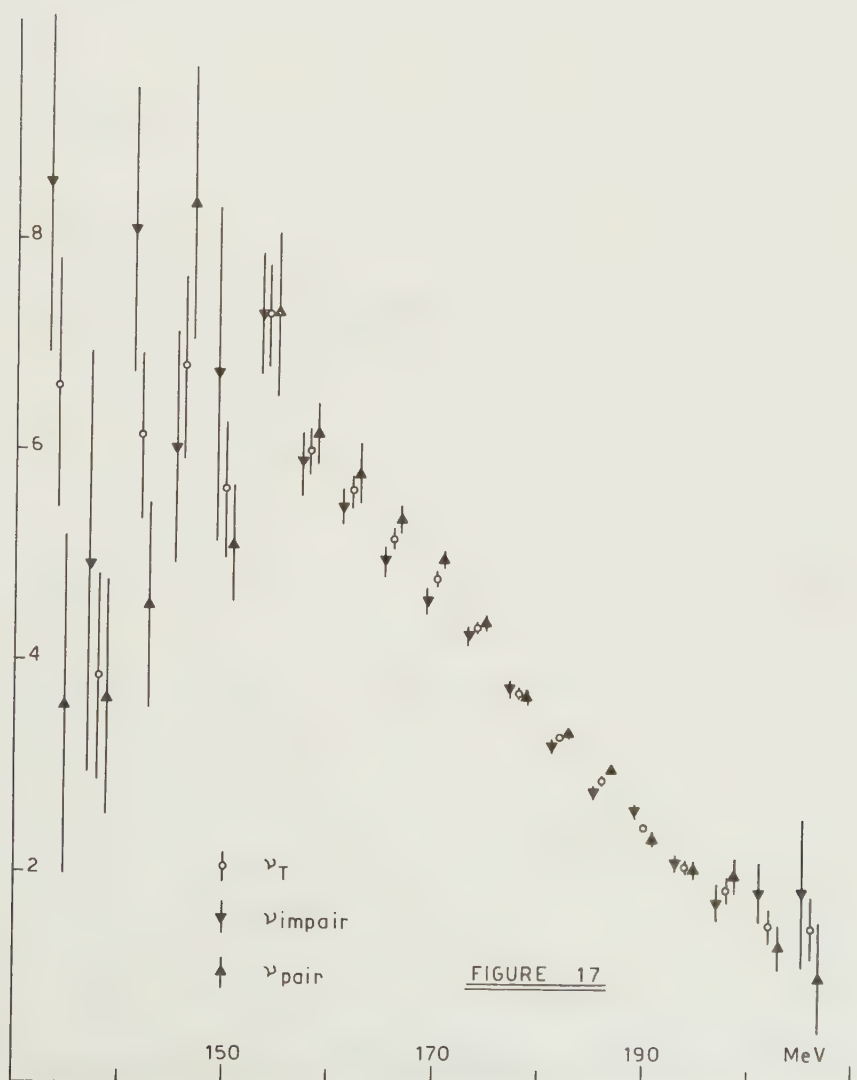


FIGURE 17

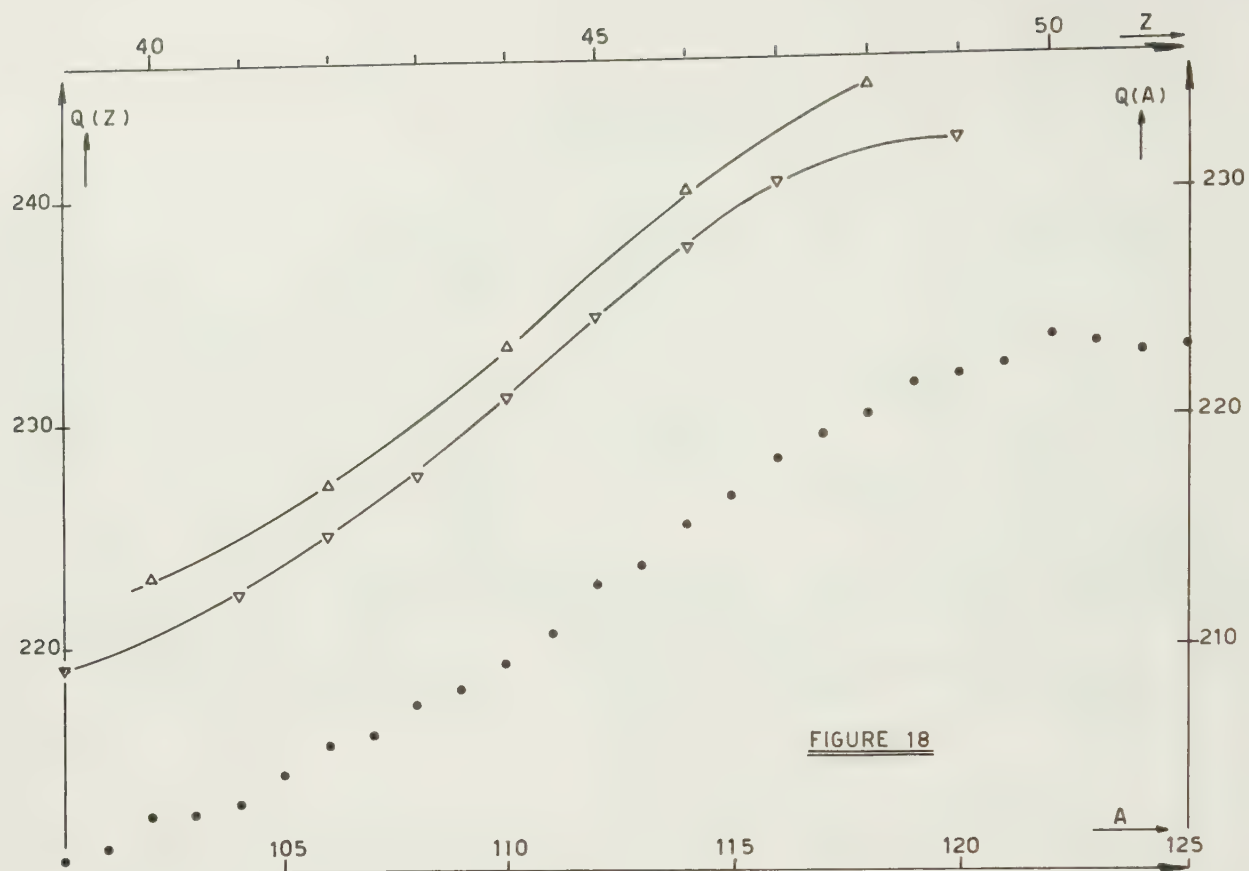


FIGURE 18

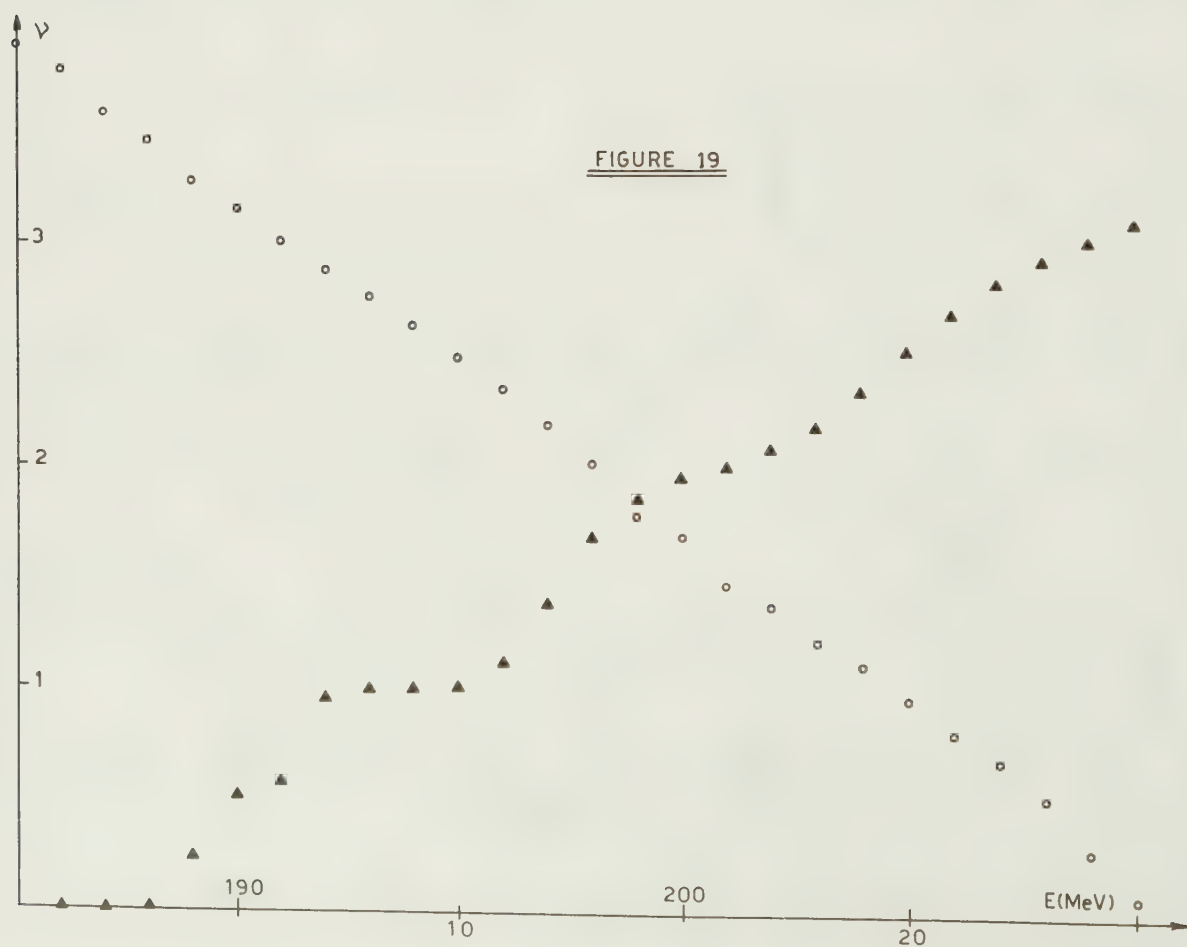


FIGURE 19

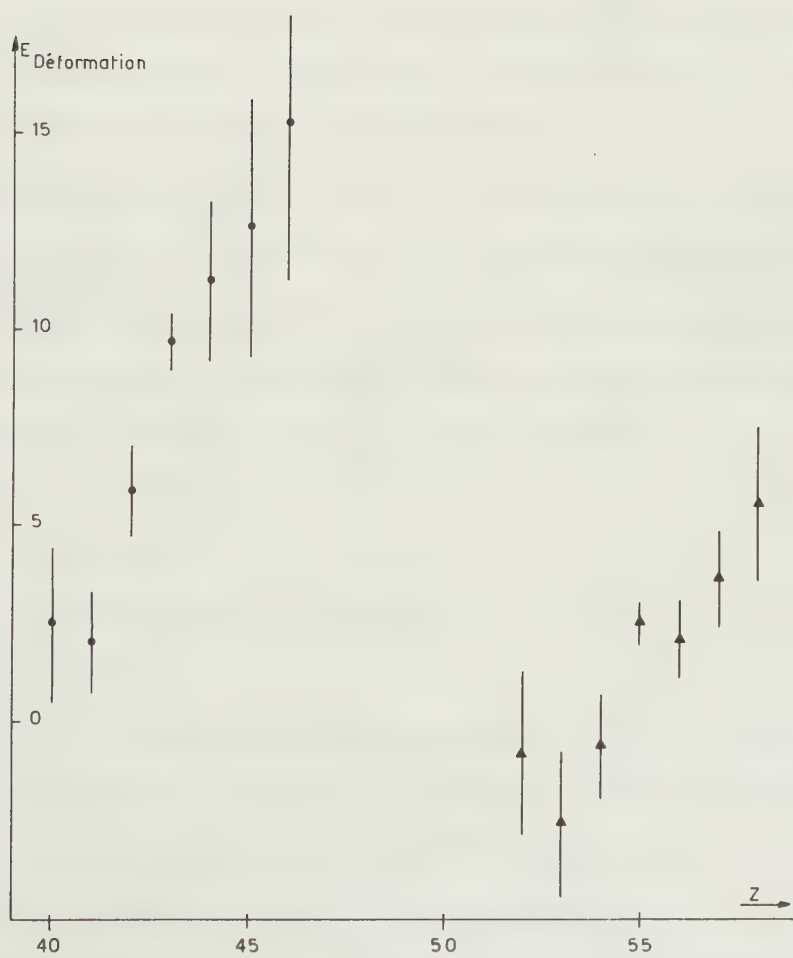
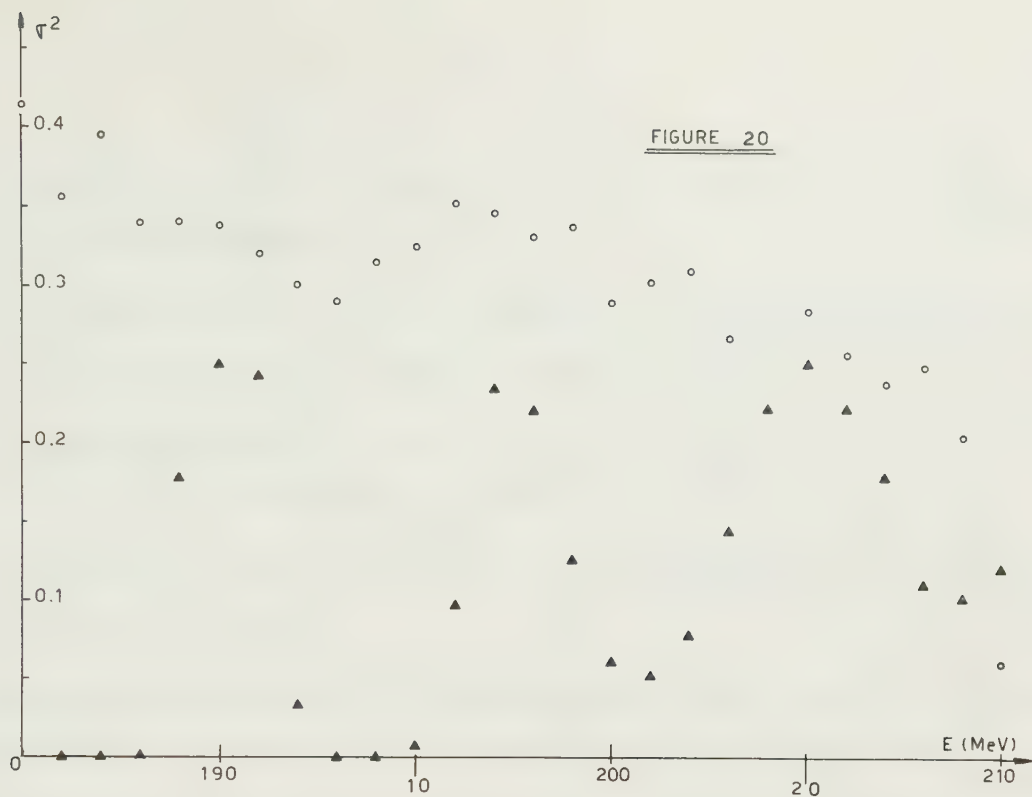




FIGURE 22

LEGENDE DES TABLEAUX

1. Energies et intensités relatives des raies L du Neptunium émises par la source d'Am 241.
2. Comparaison entre les valeurs théoriques des quantités définies sur la Fig.4 et les valeurs trouvées expérimentalement.
3. Energies, intensités relatives et rapport de fluorescence des raies X_K en fonction de la charge des éléments.
4. Efficacité du détecteur de rayons X pour les raies X_K des différents éléments chimiques.
5. Exemples de l'influence de l'état d'ionisation des atomes sur l'énergie de liaison des électrons. Les énergies sont exprimées en keV.
6. Exemples de l'influence de l'état d'ionisation des atomes sur les énergies de transition X_K . Les énergies sont exprimées en keV.
7. Valeurs de la masse moyenne, de la constante de temps moyenne d'émission de rayons X, de l'énergie cinétique totale, et de la vitesse moyenne des fragments de charge donnée.
8. Valeur des déplacements d'énergie et des élargissements entraînés par l'effet Doppler en fonction de la charge des fragments.
9. Valeurs du nombre moyen $\bar{\nu}$ de neutrons détectés et du nombre Y de rayons X émis par fission en fonction de la charge des fragments.
 Valeurs des erreurs $\bar{\epsilon}_{\bar{\nu}}$ et $\bar{\epsilon}_Y$ sur ces quantités.
 Les quantités indiquées ont été obtenues à l'aide de fonctions de réponse ne tenant pas compte de l'effet Doppler.
10. Mêmes quantités que sur le tableau 9 calculées en tenant compte de l'effet Doppler.
11. Résultats de l'analyse des spectres X en coïncidence avec 0,1,2,3 ou 4 neutrons. L'analyse a été faite en tenant compte de l'effet Doppler. Le tableau donne les intensités $I(\nu, Z)$ et les erreurs sur ces intensités $\bar{\epsilon}I(\nu, Z)$.
 Il donne également l'intensité totale de rayons X σ_Z ; le nombre moyen

de neutrons émis $\bar{\nu}(Z)$ et les erreurs $\frac{\Sigma}{\sigma Z}$ sur ce dernier nombre.

- 12 . Résultats de l'analyse des 150 spectres X (voir texte). Pour chaque valeur de ν (0,1,2,3,4) on présente les intensités des raies X en fonction de la charge (colonne I) et de l'énergie cinétique des fragments (colonne J).
- 13 . Valeurs moyennes $\bar{E}_1^c$ et écarts quadratiques $\sigma(E_1^c)$ des énergies cinétiques des fragments en fonction de leur charge.
Les erreurs sur les quantités ci-dessus notées $\delta \bar{E}_1^c$ et $\delta \sigma(E_1^c)$ sont également rapportées.
- 14 . Comparaison entre nos résultats concernant les valeurs des énergies cinétiques et ceux obtenus par d'autres auteurs dont le nom figure sur le tableau.
- 15 . Matrices d'efficacité du détecteur de neutrons obtenues grâce au calcul de Monte-Carlo.
- 16 . $\bar{\nu}$ Valeurs du nombre moyen de neutrons émis en fonction de la charge des fragments.
 ν_T Valeur du nombre total de neutrons émis par les deux fragments complémentaires.
- 17 . Valeurs des variances du nombre de neutrons émis en fonction de la charge des fragments.
- 18 . Valeurs du nombre moyen $\nu(Z, I_F)$ de neutrons émis par fragment en fonction de la charge (ligne I) et de l'énergie cinétique (colonne J) de ce dernier. Les tableaux 18 et 18 a correspondent à des traitements différents des bruits de fond Compton des spectres de rayons X.
- 19 . Valeurs du nombre total de neutrons $\nu_T(Z, I_F)$ émis par les deux fragments complémentaires en fonction de la charge et de l'énergie cinétique de l'un d'eux. Les tableaux 19 et 19a correspondent à des traitements différents des bruits de fond Compton des spectres de rayons X.
- 20 . Valeurs des énergies cinétiques totales des deux fragments de fission en fonction de la charge et de l'énergie cinétique exprimée en canal de détection de l'un d'eux.

- 21 . Valeurs de l'énergie totale emportée par neutrons émis en fonction de la charge des fragments .
Comparaison avec les résultats de Bowman .
- 22 . Valeurs moyennes E_T^c et écarts quadratiques $\sigma(E_T^c)$ des énergies cinétiques totales des fragments de fission en fonction de leur charge .
On a également reporté les valeurs des écarts quadratiques trouvés dans une expérience de double mesure d'énergie cinétique .
- 23 . Variances du nombre total de neutrons émis par les fragments pour une énergie cinétique totale donnée et un rapport de charge ou de masse fixé .
Les valeurs $\langle \sigma^2(\nu_T : E_T^c, Z) \rangle$ résultent de nos calculs .
Les valeurs $\langle \sigma^2(\nu_T : E_T^c, m) \rangle$ ont été obtenues directement dans une expérience non publiée .
- 24 . Valeur des variances et covariances de l'émission neutronique en fonction de la charge des fragments .
- 25 . Valeur des variances et covariances de l'émission neutronique pour des fragments d'énergie cinétique fixée . On a également calculé le coefficient de corrélation ρ_Z reliant les émissions de neutrons par deux fragments complémentaires .
- 26 . Valeurs des quantités $\left\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \right\rangle_Z^2 \sum_{E_T^c} M \sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$
et des variances $\sigma^2(\nu_1 : E_1^x, E_T^c)$ du nombre de neutrons émis par des fragments dont l'énergie d'excitation est fixée .
- 27 . Valeurs de
 $\sigma^2(E_1^x : E_T^c, Z)$ variance de l'énergie d'excitation d'un fragment à énergie cinétique totale donnée .
 $\left\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \right\rangle_Z$ proportion de l'énergie d'excitation supplémentaire absorbée par le fragment de charge Z
 $\left\langle \frac{dE_1^x}{d\nu_1} \right\rangle_Z$ énergie d'excitation emportée par neutron émis par le fragment de charge Z
- 28 . Variances, covariances et coefficients de corrélation des énergies d'excitation des deux fragments de fission complémentaires .

29 .

Calcul de l'énergie totale dégagée par les fissions donnant naissance à des fragments de charge Z et $98 - Z$. Le calcul a été fait en utilisant deux hypothèses sur la densité de charge des fragments (voir texte). On donne également la variance sur l'énergie Q définie ci-dessus. Cette variance est due à la distribution isotopique des fragments.

On donne enfin les résultats de l'expérience $Q = E_T^c + E_T^x$

30 .

Valeurs moyennes et variances de l'énergie totale dégagée par fission en fonction du nombre de masse d'un des fragments.

31 .

Energies $\left(\left\langle \frac{dE^x}{dv} \right\rangle \text{ Monte-Carlo} \right)$ emportée par neutron d'après le calcul de Monte-Carlo, énergie gamma $\left\langle \frac{dE_\gamma}{dv} \right\rangle$ émise en compétition avec les neutrons et énergies d'excitation totale E_T^x des fragments en fonction de leur charge.

32 .

Energies d'excitation intrinsèque et de déformation des fragments en fonction de leur charge.

RAIE L	ENERGIE en KeV	INTENSITE
λ	11.87	1.3
α_2	13.76	2.8
α_1	13.95	25.2
η	15.85	1.2
β_6	16.11	0.5
β_2	16.84	6.5
β_4	17.05	4.2
β_5	17.51	1.0
β_1	17.74	35.4
β_3	17.98	3.3
γ_5	20.09	0.3
γ_1	20.77	8.5
γ_2	21.09	0.9
γ_3	21.38	1.1
γ_6	21.49	2.2
γ_4	22.16	1.0

TABLEAU 1

	VALEUR IDEALE	VALEUR AU DEBUT DE L'EXPERIENCE	VALEUR A LA FIN DE L'EXPERIENCE
N_L / N_V	2.9	2.85	2.82
N_H / N_V	2.2	2.15	2.1
N_L / N_H	1.3	1.35	1.33
$\Delta L / P_L - P_H$	0.36	0.382	0.36
$\Delta H / P_L - P_H$	0.44	0.45	0.45
$(P_H - H_S) / (P_L - P_H)$	0.69	0.716	0.71
$(L_S - P_L) / (P_L - P_H)$	0.48	0.482	0.47
$(L_S - H_S) / (P_L - P_H)$	2.17	2.20	2.19

TABLEAU 2

Z	$E_{K\alpha 2}$ KeV	$E_{K\alpha 1}$ KeV	$E_{K\beta 1}$ KeV	$E_{K\beta 2}$ KeV	$\frac{IK_{\alpha 2}}{IK_{\alpha 1}}$ $\times 10^3$	$\frac{IK_{\beta 1}}{IK_{\alpha 1}}$ $\times 10^3$	$\frac{IK_{\beta 2}}{IK_{\alpha 1}}$ $\times 10^3$	ω_K
30	8.615	8.638	9.571	9.662	499	180	3	0.426
31	9.226	9.252	10.265	10.394	498.5	186	4.5	0.459
32	9.856	9.888	10.981	11.100	498	192	6	0.490
33	10.508	10.544	11.726	11.866	498	197	9.5	0.521
34	11.181	11.222	12.496	12.653	498	202	13	0.550
35	11.877	11.924	13.291	13.476	498.5	207	17	0.577
36	12.590	12.650	14.107	14.320	499	212	21	0.605
37	13.334	13.394	14.955	15.185	499.5	216	24.5	0.629
38	14.097	14.164	15.829	16.083	500	220	28	0.653
39	14.882	14.957	16.730	17.014	500	224	31	0.676
40	15.690	15.774	17.660	17.969	500	228	34	0.696
41	16.519	16.614	18.613	18.952	500.5	232	37	0.715
42	17.373	17.478	19.598	19.966	501	236	40	0.733
43	18.250	18.370	20.611	21.006	502	239.5	42	0.749
44	19.149	19.278	21.643	22.072	503	243	44	0.766
45	20.071	20.215	22.709	23.169	504	246.5	46	0.779
46	21.018	21.175	23.801	24.296	505	250	48	0.793
47	21.988	22.160	24.925	25.455	506	253.5	49.5	0.805
48	22.981	23.171	26.078	26.651	507	257	51	0.817
49	24.000	24.197	27.257	27.854	508.5	260.5	52.5	0.827
50	25.043	25.271	28.465	29.110	510	264	54	0.838
51	26.106	26.360	29.598	30.388	511.5	267	55	0.847
52	27.196	27.470	30.960	31.692	513	270	56	0.855
53	28.309	28.605	32.262	33.016	514.5	273	57	0.863
54	29.450	29.770	33.588	34.397	516	276	58	0.870
55	30.614	30.960	34.951	35.816	517.5	279	59	0.877
56	31.803	32.182	36.326	37.240	519	282	60	0.883
57	33.021	33.433	37.762	38.726	520	284.5	61	0.890
58	34.261	34.702	39.195	40.207	521	287	62	0.895
59	35.544	36.022	40.698	41.760	522.5	290.5	63	0.900
60	36.842	37.355	42.211	43.328	524	294	64	0.904

TABLEAU 3

Z	$E(EK_{\alpha 1})$	$E(EK_{\alpha 2})$	$E(EK_{\beta 1})$	$E(EK_{\beta 2})$
30	1.	1.	1.	1.
31	1.	1.	1.	1.
32	1.	1.	1.	1.
33	1.	1.	1.	1.
34	1.	1.	1.	1.
35	1.	1.	1.	1.
36	1.	1.	1.	1.
37	1.	1.	1.	0.9967
38	1.	1.	0.9984	0.9981
39	1.	1.	0.9951	0.9928
40	1.	1.	0.9854	0.9807
41	0.9965	0.9959	0.9691	0.9620
42	0.9890	0.9877	0.9467	0.9371
43	0.9759	0.9738	0.9188	0.9068
44	0.9575	0.9545	0.8867	0.8727
45	0.9342	0.9302	0.8514	0.8360
46	0.9065	0.9016	0.8151	0.7991
47	0.8755	0.8698	0.7799	0.7648
48	0.8423	0.8359	0.7469	0.7285
49	0.8086	0.8023	0.7089	0.6896
50	0.7764	0.7699	0.6699	0.6492
51	0.7460	0.7379	0.6337	0.6089
52	0.7109	0.7020	0.5912	0.5690
53	0.6749	0.6654	0.5521	0.5303
54	0.6384	0.6283	0.5142	0.4922
55	0.6019	0.5912	0.4777	0.4560
56	0.5657	0.5544	0.4438	0.4229
57	0.5301	0.5185	0.4116	0.3920
58	0.4959	0.4842	0.3830	0.3648
59	0.4627	0.4511	0.3566	0.3403
60	0.4318	0.4204	0.3390	0.3193

TABLEAU 4

	K	L_1	L_{2-3}	M_1	M_{2-3}	M_{4-5}	N_1	N_{2-3}
	1S	2S	2P	3S	3P	3D	4S	4P
Sr Neutre	16.10	2.21	1.97	0.347	0.280			
Sr +20	16.89	3.02	2.76	0.996	0.933			
Sm Neutre	46.85	7.74	7.02	1.727	1.480	1.100	0.349	0.260
Sm +26	47.71	8.63	7.92	2.381	2.255	1.944	1.029	0.970

TABLEAU 5

	$EK\alpha(2P \rightarrow 1S)$	$EK\beta_1(3P \rightarrow 1S)$	$EK\beta_2(4P \rightarrow 1S)$
Sr Neutre	14.13	15.82	
Sr $+20$	14.13	15.96	
Sm Neutre	39.83	45.37	46.59
Sm $+26$	39.79	45.46	46.74

TABLEAU 6

Z	$\overline{M}$	τ_{ns}	E_T^c	v_{cm}/ns
40	101	0.04	174	1.43
41	103	0.1	178	1.42
42	106	0.15	180	1.40
43	108	0.32	182	1.39
44	111	0.50	183	1.37
45	114	0.57	184	1.34
46	116	0.65	186	1.31
47	119	0.8	189	1.29
48	121	0.8	191	1.27
49	126	0.8	191	1.25
52	136	0.8	189	1.12
53	138	0.7	186	1.09
54	141	0.7	184	1.07
55	144	0.8	183	1.05
56	146	0.8	182	1.02
57	149	0.65	181	0.99
58	151	0.65	179	0.97
59	154	0.45	177	0.95
60	156	0.30	174	0.93
61	159	0.25	172	0.91
62	161	0.08	170	0.89

TABLEAU 7

Z	s KeV	l KeV
40	0.19	0.25
41	0.13	0.38
42	0.13	0.44
43	0.	0.47
44	-0.13	0.57
45	-0.13	0.64
46	-0.13	0.64
47	-0.19	0.70
48	-0.19	0.64
49	-0.19	0.68
52	-0.13	0.68
53	-0.13	0.69
54	-0.13	0.70
55	-0.13	0.70
56	-0.13	0.73
57	-0.13	0.76
58	-0.13	0.76
59	-0.07	0.69
60	0.	0.6
61	0.13	0.68
62	0.26	0.64

TABLEAU 8

Z	$\bar{\nu}$	$\bar{\epsilon}_{\bar{\nu}}$	γ	$\bar{\epsilon}_{\gamma}$
40	0.7155	0.045	0.01	0.0006
41	0.7491	0.033	0.014	0.0006
42	0.8256	0.021	0.023	0.0006
43	0.8392	0.010	0.058	0.0007
44	0.9178	0.016	0.033	0.0006
45	0.9458	0.048	0.011	0.0006
46	0.9488	0.040	0.013	0.0006
47			0.003	0.0004
50			0.002	0.0004
51			0.002	0.0004
52	0.5832	0.035	0.013	0.0006
53	0.5891	0.015	0.034	0.0007
54	0.5852	0.024	0.023	0.0007
55	0.6802	0.010	0.085	0.0008
56	0.7047	0.019	0.056	0.0008
57	0.6832	0.014	0.075	0.0009
58	0.7309	0.021	0.059	0.0009
59	0.7937	0.031	0.045	0.0009
60	0.7657	0.092	0.017	0.0009

TABLEAU 9

Z	ν_D	ξ_{ν_D}	γ	ξ_γ
36	0.88	0.178		
37	1.11	0.295		
38	0.63	0.181		
39	0.89	0.095		
40	0.7498	0.050	0.009	0.0006
41	0.7383	0.040	0.013	0.0007
42	0.8169	0.033	0.018	0.0008
43	0.8271	0.014	0.047	0.0008
44	0.8844	0.016	0.040	0.0007
45	0.9659	0.054	0.011	0.0006
46	0.8749	0.040	0.015	0.0006
47	1.126	0.104	0.006	0.0006
48	1.071	0.312	0.002	0.0006
50			0.003	0.0004
51			0.003	0.0004
52	0.6732	0.116	0.007	0.0007
53	0.5801	0.021	0.036	0.0007
54	0.5736	0.060	0.015	0.0007
55	0.6628	0.014	0.075	0.0009
56	0.7033	0.020	0.058	0.0009
57	0.6831	0.018	0.068	0.0009
58	0.7093	0.023	0.058	0.0009
59	0.7803	0.029	0.051	0.0009
60	0.7287	0.079	0.020	0.001
61	0.7370	0.118	0.015	0.001
62			0.007	0.0007

TABLEAU 10

Z	$\nu = 0$		$\nu = 1$		$\nu = 2$		$\nu = 3$		$\nu = 4$		σ_z	$\bar{\nu}$	$\frac{\pi}{\sigma_z}$	Z
	I	$\mathcal{E}_1$	I	$\mathcal{E}_1$	I	$\mathcal{E}_1$	I	$\mathcal{E}_1$	I	$\mathcal{E}_1$				
36	2709	938	1883	823	809	370	409	190	132	99	5942	0.885	0.1784	36
37	885	672	1443	592	273	263	296	141	122	80	3019	1.1156	0.2857	37
38	1905	573	1059	500	321	224	76	117	59	65	3420	0.6330	0.1810	38
39	2758	547	2410	480	1024	217	386	119	81	68	6659	0.8920	0.0957	39
40	8060	776	5806	677	2190	303	754	159	49	85	16859	0.750	0.0501	40
41	10517.6	849	9086	747	2416	335	636	165	287	84	22943	0.740	0.0395	41
42	13875.6	962	11269	857	4911	394	1262	195	239	98	31557	0.819	0.0338	42
43	32329.3	976	30533	886	11357	413	2921	201	582	94	77722	0.828	0.0140	43
44	25954.3	895	25465	812	10612	383	3068	190	559	93	65658	0.885	0.0157	44
45	6215	773	6642	697	3177	326	916	170	210	88	17160	0.966	0.0541	45
46	9038	801	8740	720	3653	330	1071	167	145	84	22647	0.876	0.0402	46
47	2606	745	4288	673	2081	311	686	169	129	94	9790	1.126	0.0999	47
48	1246	741	9804	656	425	293	270	154	114	84	11859	1.005	0.0752	48
49	0	0	0	0	0	0	199	165	294	102	202			49
50	2406.2	537	868.3	455	0	0	137.3	108	48.7	47	3460	0.426		50
51	1883.8	578	1265.7	501	0	0	116.2	110	83.7	44	3350	0.582		51
52	4078.8	887	2203.2	754	882.9	296	252	162	158.3	70	7575	0.7071	0.1165	52
53	23822.4	923	13016	762	4046.4	325	867.4	167	224.8	67	41976	0.586	0.0215	53
54	9247.5	936	4485.5	784	1247.6	339	350.2	171	279.2	73	15610	0.586	0.0596	54
55	39043.6	1092	27421.1	923	8471.8	399	1882.7	197	466.4	78	77286	0.671	0.0141	55
56	27647.8	1112	20384.3	942	5801.2	406	1901.7	207	315.2	84	56050	0.695	0.0200	56
57	31237.9	1125	21966.5	954	7382.6	419	1570.3	206	372.7	83	62531	0.687	0.0181	57
58	24076.	1135	18471.2	975	5588.2	428	1472.6	219	238.5	87	49847	0.703	0.0234	58
59	18478.7	1138	14625.5	978	5674.2	435	1594.9	230	94.7	89	40469	0.769	0.0297	59
60	7581	1192	4869.6	1014	2331.2	439	413.8	215	119.8	91	15316	0.735	0.0792	60
61	5147.5	1180	3823.8	1015	1011.4	444	499.1	255	67.4	96	10549	0.721	0.1185	61
62	3011.4	863	1742.5	737	0	0	204.4		125.5	68	5083	0.562		62
63	0	0	0	0	0	0	229.3	208	85.6	80	315	0.327		63
64	0	0	0	0	0	0	0	0		90				64

TABLEAU 11

I ↓	J →																			
	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28										
37	C.5152E 02	C.C	C.C	C.C	C.2157E 02	0.8348E 02	C.C	0.1228E 03	0.0	C.6201E 02										
38	0.0	C.0	0.0	C.0	C.1959E 02	0.0	0.2250E 02	0.4703E 02	C.3940E 02	0.0										
39	0.2381E 02	C.1975E 02	C.0	C.1993E 02	C.3710E 02	0.2457E 02	C.5623E 02	0.4795E 02	0.0	C.2711E 02										
40	0.2342E 02	C.6190E 01	0.0	0.0	C.0	0.0	0.0	0.1121E 03	C.1291E 02	C.1034E 03										
41	0.6657E 01	C.0	0.2538E 02	0.0	C.1667E 02	0.4439E 02	C.7406E 01	0.2500E 02	0.9416E 02	C.1663E 03										
42	0.4502E 02	0.0	0.0	0.2357E 02	C.3204E 02	0.1308E 02	0.0	0.9068E 02	0.7877E 02	C.4301E 02										
43	0.1034E 02	C.0	0.5364E 01	C.1705E 02	0.0	0.4874E 02	C.1202E 02	0.2212E 02	C.1257E 03	C.1453E 03										
44	0.1846E 02	C.2710E 02	C.1706E 02	C.C	C.8555E 01	0.0	0.0	0.3185E 02	0.0	C.8172E 02										
45	0.1104E 02	C.C	0.0	0.0	C.0	0.0	C.6282E 02	0.3293E 02	C.C	C.3540E 02										
46	0.0	0.0	0.0	0.0	C.5004E 01	0.3789E 02	0.0	0.6781E 02	0.0	C.C										
47	0.5280E 01	C.0	C.0	C.C	C.0	0.0	C.3299E 02	0.0	0.1115E 03	C.7229E 02										
48	0.4766E 01	C.8892E 01	C.0	C.2254E 02	C.3774E 02	0.0	0.0	0.9557E 02	0.0	C.2930E 02										
49	C.C	0.1025E 02	C.0	C.C	C.0	0.0	C.0	0.0	C.9313E 02	C.C										
50	0.0	C.1235E 02	C.C	C.C	C.2315E 02	0.5556E 02	C.5198E 02	0.1081E 03	C.6776E 02	0.1596E 03										
51	0.0	C.0	0.1149E 02	C.C	C.1206E 02	0.3395E 02	0.4245E 02	0.0	C.4514E 02	0.0										
52	0.0	C.0	C.1162E 02	0.1664E 02	C.326E 02	C.3504E 02	C.5701E 02	0.5375E 02	0.0	C.2438E 03										
53	0.1482E 02	C.2141E 02	C.0	C.1134E 02	0.1768E 02	0.2294E 02	C.4100E 02	C.1495E 03	0.1592E 03	C.2019E 03										
54	0.4645E 02	C.0	0.3246E 02	C.0	C.0	0.2377E 02	C.3458E 02	0.5678E 02	C.2255E 03	C.4513E 03										
55	0.3561E 02	C.4204E 02	C.C	C.C	C.0	0.1085E 03	C.1129E 03	C.2899E 03	C.7071E 03	C.1334E 04										
56	0.1292E 02	C.C	0.0	C.2773E 02	C.4633E 02	0.1085E 03	C.0	0.5142E 03	C.1044E 04	C.1808E 04										
57	0.0	C.2811E 02	C.0	C.3284E 02	C.4595E 02	0.1166E 03	C.2536E 03	0.1365E 04	C.2814E 04	C.4806E 04										
58	0.3202E 02	C.2098E 02	0.8002E 02	C.3257E 02	C.1222E 03	0.3145E 03	C.5188E 03	0.1857E 04	C.3314E 04	0.4061E 04										
59	0.1241E 02	C.7170E 02	C.2177E 02	C.6505E 02	C.3252E 03	C.9607E 03	C.1856E 04	0.2603E 04	C.2537E 04	C.2308E 04										
60	0.2849E 02	C.0	0.3588E 02	0.1410E 03	C.4016E 03	0.7470E 03	C.1085E 04	0.1363E 04	C.9892E 03	C.7172E 03										
61	0.0	0.4230E 02	0.0	0.1300E 03	C.2972E 03	0.4328E 03	C.6083E 03	0.7022E 03	C.3844E 03	C.1938E 03										
62	0.4931E 02	C.1784E 02	0.1615E 03	0.1747E 03	C.3829E 03	0.5705E 03	C.3416E 03	0.4410E 03	0.4253E 03	C.3379E 03										
63	0.3859E 02	C.5057E 02	0.8277E 02	0.1037E 03	C.1238E 03	0.4551E 02	0.5638E 02	0.1325E 03	C.1572E 03	C.0										

$$\nu = 0$$

TABLEAU 12 a-1

I	J	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38
37	0.0	0.0	0.0	0.2217E 03	C.5012E 02	C.0	0.1121E 03	C.0	0.1280E 03	C.8215E 02	C.8113E 02
38	C.3552E 02	0.0	0.0	C.0	0.7063E 02	C.9679E 01	0.0	0.8738E 02	0.8870E 02	0.0	C.5288E 02
39	C.6058E 02	C.0	C.0	0.0	C.0	C.3656E 02	0.0	C.1562E 02	0.0	C.2662E 01	C.6866E 02
40	C.7651E 02	C.0	C.0	0.0	0.2647E 01	0.0	0.4386E 02	0.0	C.9905E 02	0.0	0.6082E 02
41	0.1584E 03	C.0	C.0	0.1902E 03	0.1240E 02	C.7230E 02	0.1642E 03	C.3436E 02	0.5087E 02	0.8758E 02	0.2087E 03
42	0.6510E 02	C.0	C.0	0.0	0.6182E 02	C.0	0.8821E 02	0.1022E 03	0.0	0.1255E 02	C.4243E 02
43	0.1475E 03	C.0	C.0	0.2236E 03	0.1818E 03	0.1317E 03	0.0	C.5126E 02	0.2858E 03	C.4971E 02	C.1033E 04
44	0.0	C.0	C.0	0.1221E 03	0.1852E 03	0.6804E 02	0.1100E 03	0.2683E 03	0.2186E 03	0.4722E 03	0.7374E 03
45	0.0	C.0	C.0	0.0	0.1613E 03	0.1657E 03	0.2031E 03	0.3020E 02	0.2987E 02	C.1690E 02	0.3993E 03
46	0.0	C.0	C.0	0.0	0.1953E 02	C.4914E 02	0.3110E 02	0.8383E 02	0.1587E 03	C.2505E 03	0.3757E 03
47	0.1213E 03	C.0	C.0	0.5465E 02	C.7046E 02	C.4592E 02	0.7318E 02	C.8885E 02	0.5386E 02	0.7637E 02	C.2741E 03
48	0.3035E 02	0.0	0.0	0.0	C.1288E 03	C.0	0.0	0.6113E 02	0.1089E 03	0.0	C.0
49	0.0	C.0	C.0	0.0	0.8077E 02	C.0	0.0	C.1046E 03	0.8074E 02	C.0	C.1044E 03
50	C.2060E 03	C.0	C.0	0.4879E 03	0.3830E 03	C.3101E 03	0.1747E 03	C.2255E 03	0.1333E 02	0.1800E 03	C.6258E 02
51	0.1629E 03	C.0	C.0	0.2487E 03	0.2256E 03	C.3636E 03	0.1576E 03	0.2189E 03	0.3213E 03	C.3107E 03	0.2482E 03
52	0.1712E 03	C.0	C.0	0.4251E 02	0.7474E 03	0.1175E 03	0.1372E 04	0.1280E 04	0.1225E 04	C.6682E 03	0.3066E 03
53	0.4488E 03	C.0	C.0	0.1377E 04	C.2389E 04	0.3168E 04	0.3512E 04	C.2702E 04	0.1453E 04	C.5662E 03	C.2133E 03
54	0.7162E 03	C.0	C.0	0.1934E 04	0.2352E 04	0.2083E 04	0.1240E 04	C.8441E 03	0.2702E 03	C.6655E 02	0.0
55	0.3074E 04	C.0	C.0	0.158E 04	C.7364E 04	0.4499E 04	0.2328E 04	0.5057E 03	0.1451E 03	0.0	C.0
56	0.3107E 04	C.0	C.0	0.4200E 04	0.2909E 04	C.1715E 04	0.4520E 03	0.2069E 03	0.0	0.5262E 02	0.1142E 03
57	0.5729E 04	C.0	C.0	0.2908E 04	C.1011E 04	C.3230E 03	0.2601E 03	0.0	0.1432E 03	C.1979E 02	C.2562E 02
58	0.2681E 04	C.0	C.0	0.5595E 03	0.5034E 03	C.2949E 03	0.5550E 02	C.2218E 03	0.1332E 03	0.0	C.1195E 02
59	0.1104E 04	C.0	C.0	0.0	C.5308E 02	C.0	0.1274E 03	C.3031E 03	0.1856E 03	0.9020E 02	C.2064E 03
60	0.3088E 03	C.0	C.0	0.0	0.1508E 03	0.1189E 03	0.0	0.1058E 03	0.8390E 02	C.3064E 02	C.6866E 02
61	0.2104E 03	C.0	C.0	0.0	0.3242E 03	C.7515E 02	0.1898E 03	0.0	0.8390E 02	C.5531E 02	C.5721E 02
62	0.0	C.0	C.0	0.0	C.0	C.2037E 03	0.1453E 03	0.0	0.2036E 03	0.1386E 03	C.0
63	0.2387E 03	C.0	C.0	0.0	0.6798E 02	C.3053E 03	0.2216E 03	0.4527E 02	0.6172E 02	C.1519E 03	C.1475E 03

$\gamma = 0$

TABLEAU 12 a-2

I	J	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48								
37	0.5075E	02	C.1401E	C3	C.1156E	C3	0.0	C.1934E	03	C.1526E	03	0.0	C.6727E	C2	C.2644E	C2			
38	0.1536E	03	C.5245E	C2	0.0	0.2925E	03	C.2404E	03	C.2603E	03	0.1585E	03	0.1032E	C2	C.4598E	C2		
39	0.6057E	02	C.9284E	C2	C.3786E	C3	C.2251E	03	C.3089E	03	C.2300E	03	C.1621E	03	0.1672E	C2	C.1402E	C2	
40	0.2208E	03	C.5018E	C3	C.6592E	C3	C.5173E	03	C.1033E	04	C.8473E	03	0.4144E	C3	C.3123E	C3	C.1392E	C2	
41	0.3467E	03	C.5152E	C3	C.7500E	C2	0.5834E	03	C.1524E	04	C.1006E	04	0.5656E	03	C.2206E	C3	C.4364E	02	
42	0.6467E	03	C.5660E	C3	0.1358E	C4	0.1852E	04	C.1984E	04	0.2221E	04	0.1435E	04	0.8562E	03	C.7096E	C2	
43	0.1705E	04	C.2887E	C4	0.4360E	C4	C.4518E	04	0.4733E	04	0.3917E	04	0.2325E	04	0.9165E	03	C.6142E	C2	
44	0.1271E	C4	C.1880E	C4	0.2685E	C4	0.2631E	04	C.2405E	04	0.1676E	04	0.5075E	C3	0.2515E	C3	0.1146E	02	
45	0.5048E	03	C.6465E	C3	C.8307E	C3	C.5652E	03	C.7556E	03	0.2647E	C3	C.2207E	03	0.3889E	C2	C.0		
46	0.6204E	03	C.8240E	C3	C.9352E	C3	C.1133E	04	C.1058E	C4	0.5554E	03	C.3450E	03	0.3634E	02	C.0		
47	0.3332E	03	C.1841E	C2	C.2487E	C2	C.0	C.0	0.3244E	02	C.3890E	02	0.0	C.4873E	02	C.0	C.1046E	02	
48	0.5778E	02	C.9288E	C2	C.2131E	C2	0.6634E	01	C.0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.7775E	C1	C.5374E	C1		
49	0.7668E	02	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.0	C.0	C.0	C.0		
50	C.0	C.7008E	C2	0.0	C.0	C.0	C.1377E	C3	0.0	0.0	0.1347E	03	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0		
51	0.7683E	02	C.0	0.0	0.0	C.0	C.0	C.0	0.0	0.6716E	02	0.0	0.0	0.0	C.9740E	C1	C.0		
52	0.1660E	C2	0.0	0.0	0.0	C.0	C.0	0.1215E	03	C.8523E	02	0.4287E	02	C.5740E	02	C.5349E	02	0.0	
53	0.1445E	C3	C.0	0.0	0.0	C.0	C.0	0.0	0.1036E	03	C.0	C.0	0.0	0.5459E	C2	C.0	C.0		
54	0.0	0.0	0.6246E	C2	C.5050E	C2	C.0	0.1667E	03	0.0	C.1555E	03	0.0	0.6190E	02	C.4824E	02	C.221E	02
55	0.0	0.5540E	C2	C.0	C.0	C.0	C.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.1125E	02	C.2407E	02	0.0	
56	0.2657E	C2	C.1272E	C3	0.1040E	C3	C.1463E	03	C.8417E	02	0.6356E	02	C.6542E	02	C.0	C.0	C.0		
57	0.2027E	02	0.1750E	C3	0.1185E	03	0.5562E	02	C.0	0.1019E	03	0.1547E	03	0.7142E	02	0.0	0.0		
58	0.0	0.1422E	C3	C.0	0.1574E	C3	C.0	C.0	0.1612E	03	0.0	0.5518E	02	C.4613E	C2	C.0	C.0		
59	0.8123E	02	C.0	0.2386E	C3	0.1085E	03	0.2583E	03	0.1945E	03	0.3144E	03	0.0	0.8280E	C2	C.1555E	02	
60	0.1082E	03	C.6825E	C2	C.3379E	C3	0.1678E	03	C.0	0.1408E	03	0.1446E	03	0.0	0.2460E	02	C.2541E	C2	
61	0.6732E	02	0.1027E	C3	0.1640E	C3	C.1216E	03	C.1678E	03	0.3327E	03	C.2267E	03	0.0	C.0	C.0		
62	0.1126E	C3	C.0	0.0	C.0	C.0	C.0	0.0	0.0	0.0	0.8212E	02	0.0	C.3051E	02	0.0	C.0		
63	0.0	0.0	C.0	C.0	0.0	0.0	0.0	0.1437E	03	0.1503E	03	0.0	0.0	0.4496E	02	C.0	C.0		

$$Y = 0$$

TABLEAU 12 a-3

I	J	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
37	0.0		C.1564E C2	0.1457E 02	0.4614E 02	C.7982E 01	0.0	0.0	0.0	C.2025E 03	C.3675E C2
38	C.54E7E 01		C.1207E C1	0.1513E C2	0.1653E 02	C.6601E 01	0.1892E 02	C.0	0.5804E 02	C.0	C.C
39	C.0		0.0	C.C	0.1234E 02	C.2461E C2	0.4386E 02	C.0	0.7310E 02	C.5052E 02	C.1284E 03
40	0.6024E 01		0.9142E 01	0.9142E 01	C.C	0.3317E 02	0.0	0.2873E 02	0.7524E 02	0.0	0.2788E C2
41	0.0		C.1575E C2	0.0	C.2200E 01	0.2684E C2	C.1184E 03	C.5358E 02	0.8583E 01	C.1335E 03	C.8250E C2
42	0.4781E C2		C.8752E C1	C.2550E C2	0.0	C.3779E C1	0.0	C.0	0.0	0.0	C.0
43	0.0		C.5058E C1	0.0	0.3528E 02	C.2866E C2	0.0	C.4071E 02	0.5871E 02	C.1277E 03	C.5257E C2
44	0.3290E 02		0.5082E C1	0.0	0.0	0.2842E 02	0.4005E 02	C.4801E 02	0.5862E 02	0.0	C.5191E 02
45	C.0		0.5524E C1	C.0	C.2702E 02	C.3293E C2	C.1340E 01	C.3707E 02	0.2514E 02	C.0	C.0
46	C.4714E 01		C.3018E C2	0.0	C.3604E 02	C.5218E 02	0.0	C.0	0.7245E 02	0.4160E 02	0.0
47	C.0		0.0	0.2505E 02	0.0	0.0	0.6714E 02	C.0	C.5204E 02	C.8712E C2	C.1143E 03
48	0.6847E 01		0.6511E C1	C.0	0.2748E 02	C.4001E 02	0.0	C.3584E 02	0.1322E 02	C.1115E 03	0.0
49	C.0		0.1224E C2	0.0	C.0	C.0	0.0	C.0	0.0	0.0	C.5864E 02
50	0.0		0.0	0.1200E 02	0.0	0.4859E 02	0.0	0.3575E 02	0.1179E 03	C.7013E C2	C.8555E C2
51	0.0		0.1047E C2	C.1885E 02	0.6008E 02	0.2231E 02	0.0	0.5447E 02	0.2758E 02	0.7178E C2	0.1375E C3
52	0.2242E 02		C.3255E C2	0.0	C.2222E 02	C.4363E 02	0.3545E 02	C.2608E 02	C.9502E 02	C.1146E 03	C.1415E C3
53	C.6651E 01		0.0	C.1728E 02	0.4193E 02	C.9073E 01	0.1501E 02	C.1092E 03	0.7357E 02	0.1733E 03	C.1174E 03
54	0.1538E C2		0.1481E C2	0.1666E 02	0.2787E 02	0.2156E 02	0.0	C.1300E 03	C.2065E 03	0.3722E C2	0.4790E C3
55	0.0		C.7734E C1	0.2566E C2	0.0	0.2295E 02	0.8257E 02	C.1146E 03	0.3269E 03	C.7072E 03	C.1484E 04
56	0.1823E 02		C.1213E C2	C.0	0.6310E 02	0.1145E C3	0.7557E 02	C.2638E 03	0.5858E 03	0.1169E 04	C.2024E 04
57	0.0		0.4537E C2	0.1526E C2	0.0	0.4431E 02	0.3162E 03	0.6241E 03	0.1552E 04	0.2850E C4	C.4185E C4
58	0.1126E 02		C.0	0.0	0.8116E 02	0.2578E C3	0.5071E 03	0.1232E 04	0.1841E C4	C.2856E C4	C.2500E 04
59	0.2535E 02		0.2261E C2	0.8674E C2	0.1156E 03	0.4015E 03	0.9961E 03	0.1535E 04	0.2323E C4	C.2207E 04	C.1313E 04
60	C.4579E C2		0.1237E C2	C.1045E C3	0.1745E 03	0.4423E 03	0.7132E 03	0.5665E 03	0.1025E 04	0.5547E 03	0.3621E C3
61	0.2301E 02		0.5219E 02	0.1080E C3	0.2023E 03	0.3485E C3	0.3388E 03	C.2709E 03	0.1637E 03	C.3588E C3	C.5285E C2
62	C.3421E 02		C.5358E 02	0.5756E C2	0.2636E 03	0.2672E C3	0.3811E 03	C.2921E 03	0.3546E C3	C.1599E C3	C.3597E C3
63	0.1415E 02		0.8034E 02	0.1775E C3	0.5055E 02	0.6439E 02	0.2963E 02	0.5754E 02	0.1252E 03	0.1410E 03	C.5823E 02

$$y = 1$$

TABLEAU 12 b-1

I	J	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38
37	0.8567E	02	C.0	0.0	0.0	C.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
38	0.2014E	02	C.7016E	C2	0.0	C.4972E	02	C.0	0.4655E	02	C.0
39	0.0		C.0	C.5998E	02	C.6385E	00	C.0	C.1020E	02	C.0
40	C.1248E	03	C.0	0.0	0.0	0.0	0.3996E	02	0.0	0.0	0.3868E
41	C.1200E	03	C.0	0.0	0.0	0.2914E	02	0.0	0.1369E	02	C.1301E
42	0.0		C.0	0.6571E	02	0.0	0.7659E	02	0.1147E	03	C.1883E
43	0.2206E	03	0.1506E	C3	0.1962E	03	0.1638E	03	0.4265E	03	C.5033E
44	0.0		0.7530E	C2	0.1492E	03	0.9292E	02	0.4329E	03	C.1385E
45	0.7246E	02	0.8814E	C2	C.0	C.2558E	02	0.2019E	0.4444E	02	0.5518E
46	0.0		0.0	0.1200E	03	C.0	0.8330E	02	0.2249E	03	0.3089E
47	0.0		0.0	C.5453E	02	0.1173E	03	0.6897E	0.8840E	02	0.2215E
48	0.0		C.0	0.0	0.0	C.0	0.3055E	02	0.1565E	03	0.5856E
49	0.0		C.0	0.0	C.2428E	02	C.4815E	02	0.2805E	02	C.2138E
50	0.1560E	03	0.1584E	C3	0.2535E	C3	0.1216E	03	0.4392E	02	0.7576E
51	0.1576E	03	0.1003E	C3	0.2414E	03	0.1950E	03	0.1388E	03	0.0
52	0.9271E	02	0.1891E	C3	0.6488E	03	0.8692E	03	0.4280E	03	0.6047E
53	0.2831E	03	C.4900E	C3	0.1571E	04	0.1646E	04	0.5752E	03	0.1318E
54	0.6359E	03	C.1080E	C4	0.1062E	04	0.1057E	C4	0.2762E	03	0.1468E
55	0.3006E	04	C.4604E	C4	0.4564E	04	0.3076E	03	0.1156E	03	0.0
56	0.2541E	C4	C.2176E	C4	C.1558E	04	0.1376E	C3	C.1060E	03	0.0
57	0.3566E	C4	0.2898E	C4	C.2596E	03	0.1474E	03	0.3257E	02	0.0
58	0.2274E	C4	C.8803E	C3	0.2130E	03	C.2135E	C3	0.1422E	03	0.0
59	0.4647E	03	0.0	0.1154E	03	0.0	0.0	0.0	0.5581E	02	C.0
60	C.2158E	C3	0.1823E	C3	C.0	C.0	0.7452E	02	C.2999E	02	C.6851E
61	C.1581E	03	0.1213E	C3	0.1707E	03	C.1202E	03	0.2000E	03	0.4887E
62	C.1064E	03	C.5526E	C2	0.0	C.0	C.1409E	03	0.4595E	C2	C.0
63	0.1562E	03	C.1528E	C3	C.0	0.1806E	03	C.0	0.1286E	03	0.0
						0.1427E	03	0.8791E	0.0	0.0	0.0
									0.3699E	02	0.6094E

Y = 1

I	J	39										48									
		40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59
37	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E	02	0.8727E
38	0.0		0.6581E	C2	0.0		0.6581E	C2	0.0		0.6581E	C2	0.0		0.6581E	C2	0.0		0.6581E	C2	0.0
39	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E	02	0.2485E
40	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E	03	0.4082E
41	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E	03	0.4128E
42	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E	03	0.8519E
43	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E	04	0.7296E
44	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E	04	0.1766E
45	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E	03	0.7265E
46	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E	03	0.7036E
47	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E	03	0.2514E
48	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E	02	0.2641E
49	0.0		0.1291E	C2	0.0		0.1291E	C2	0.0		0.1291E	C2	0.0		0.1291E	C2	0.0		0.1291E	C2	0.0
50	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E	02	0.4040E
51	0.0		0.1286E	C2	0.0		0.1286E	C2	0.0		0.1286E	C2	0.0		0.1286E	C2	0.0		0.1286E	C2	0.0
52	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E	02	0.2841E
53	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E	02	0.3089E
54	0.0		0.1019E	C3	0.0		0.1019E	C3	0.0		0.1019E	C3	0.0		0.1019E	C3	0.0		0.1019E	C3	0.0
55	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E	02	0.5428E
56	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E	02	0.7865E
57	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E	02	0.2352E
58	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E	03	0.1387E
59	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E	03	0.1041E
60	0.0		0.2428E	C2	0.0		0.2428E	C2	0.0		0.2428E	C2	0.0		0.2428E	C2	0.0		0.2428E	C2	0.0
61	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E	03	0.1408E
62	0.0		0.1802E	C2	0.0		0.1802E	C2	0.0		0.1802E	C2	0.0		0.1802E	C2	0.0		0.1802E	C2	0.0
63	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E	02	0.3679E

v = 1

TABLEAU 12 b - 3

I	J →		29		30		31		32		33		34		35		36		37		38	
37	0.0	C.C					0.5850E	C2	0.1792E	02	0.2011E	02	0.0		0.0		0.0		0.6889E	02	0.0	
38	0.0	0.2964E	C2	0.0			0.0		0.0		0.5345E	02	0.0		0.0		0.0		0.0		C.C	
39	0.0	C.2305E	C2				C.0		0.3228E	02	0.3248E	02	0.0		0.0		0.0		0.1617E	02	0.65671E	C2
40	0.3056E	02	C.C				0.5658E	02	0.2953E	02	0.0		0.0		0.0		0.2421E	02	0.3552E	02	0.6735E	02
41	0.0	C.7080E	C2	0.0			0.0		0.0		0.0		0.2988E	02	0.0		0.2729E	02	0.1702E	03	0.1101E	03
42	0.0	C.1041E	C3				C.2750E	C2	0.5835E	02	0.3917E	02	0.3250E	02	0.0		0.7742E	02	0.2397E	03	0.3749E	C3
43	0.4190E	02	C.6503E	02			0.7636E	C2	0.4574E	02	0.7935E	02	0.5537E	02	0.0		0.2302E	03	0.4139E	03	0.8981E	C3
44	0.0	C.4902E	C2				0.5326E	C2	0.7141E	02	0.0		0.3602E	02	0.0		0.2535E	03	0.5080E	03	0.6570E	03
45	0.0	C.0					0.0		0.5421E	02	0.6104E	02	0.1374E	02	0.0		0.9912E	02	0.2055E	03	0.2601E	C3
46	0.0	0.1642E	C2	0.0			0.0		0.4088E	02	0.5469E	02	0.3251E	02	0.0		0.7537E	02	0.1748E	03	0.2465E	C3
47	0.0	C.5624E	C2				0.3692E	C2	0.3950E	02	0.3590E	02	0.7340E	01	0.0		0.5840E	02	0.1959E	C3	0.1661E	C2
48	C.C	0.2391E	C2				C.0		0.2813E	02	0.6416E	02	0.2732E	02	0.0		0.0		0.3108E	02	0.2573E	C2
49	0.0	0.0					C.5235E	02	C.4136E	02	C.0		0.7230E	01	0.0		0.0		0.0		C.C	
50	C.5432E	02	C.1229E	C3	C.0		C.0		0.5411E	02	C.5299E	02	0.6544E	02	0.0		0.0		C.C		0.0	
51	0.3604E	02	0.3749E	C2	0.1201E	03	0.1201E	03	0.6594E	02	C.6570E	02	0.2424E	02	0.0		0.8039E	02	0.5922E	02	C.C	
52	0.2620E	02	0.1182E	03	0.1627E	03	0.1627E	03	0.1647E	03	C.2824E	C3	0.1944E	03	0.0		0.1048E	03	0.4722E	02	0.6749E	02
53	0.1442E	03	C.3650E	C3	0.4141E	C3	0.4141E	C3	0.5569E	03	0.5231E	02	0.3361E	03	0.0		0.8227E	02	0.1163E	03	C.C	
54	C.2309E	C2	C.2852E	C3	C.3228E	03	C.3228E	03	C.2884E	03	C.2091E	03	0.1075E	03	0.0		0.0		0.0		C.3946E	02
55	0.1140E	04	C.1566E	C4	0.1511E	04	0.1511E	04	0.1102E	04	C.5717E	03	0.2097E	03	0.0		0.0		C.4842E	02	0.0	
56	0.1000E	04	C.8677E	C3	C.5645E	C3	C.5645E	C3	0.2813E	03	0.1099E	03	0.5168E	02	0.0		0.0		0.0		C.C	
57	0.1106E	04	C.6744E	C3	0.3158E	C3	0.3158E	C3	0.9245E	02	C.5044E	02	0.7949E	02	0.0		0.0		C.3251E	02	C.C	
58	0.5286E	C3	0.2543E	C3	C.0		C.0		C.0		C.8404E	02	0.3241E	02	0.0		0.0		C.6553E	02	0.5487E	02
59	C.5042E	02	C.4307E	C2	C.2237E	C3	C.2237E	C3	C.8407E	02	C.9336E	02	0.0		0.0		0.0		C.4648E	02	C.3824E	02
60	0.0	0.9327E	C2	0.1623E	03		0.1623E	03	0.0		0.2231E	02	0.0		0.0		0.3799E	02	0.3581E	02	C.6290E	02
61	0.0	C.3580E	C2				C.C		C.3244E	02	C.3462E	02	0.0		C.C		0.0		C.6031E	02	C.C	
62	0.0	0.0					C.C		0.2603E	02	C.6221E	02	0.4787E	02	C.C		0.2943E	02	0.0		0.0	
63	C.9770E	C2	0.2452E	C3	0.0		0.0		C.C		C.5103E	02	0.4279E	02	0.0		0.0		C.4625E	02	C.7625E	C2

ν = 2

TABLEAU 12 c - 2

I	J	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
37	C.0	0.0	0.6235E C2	0.6235E C2	0.8076E C2	0.7321E C2	0.6227E C2	0.5382E C2	0.2807E C2	0.0	C.C
38	0.3672E C2	0.7300E C2	0.8357E C2	0.8357E C2	0.0	0.7668E C2	0.0	0.1847E C2	0.0	0.0	C.C
39	0.4845E C2	0.5792E C2	0.1269E C3	0.1269E C3	0.1301E C3	0.1327E C3	0.4183E C2	0.2673E C2	0.0	0.1824E C2	C.C
40	0.0	0.2909E C3	0.1776E C3	0.1776E C3	0.3245E C3	0.2527E C3	0.1469E C3	0.1051E C3	0.3625E C2	0.1697E C2	0.0
41	0.2969E C3	0.3111E C3	0.3414E C3	0.3414E C3	0.2693E C3	0.1826E C3	0.2139E C3	0.1083E C3	0.1768E C2	0.7306E C1	C.C
42	0.2237E C3	0.6300E C3	0.6805E C3	0.6805E C3	0.7104E C3	0.6216E C3	0.3323E C3	0.1329E C3	0.8700E C2	0.3100E C2	0.0
43	0.1247E C4	0.1657E C4	0.1776E C4	0.1776E C4	0.1525E C4	0.5905E C3	0.5176E C3	0.2055E C3	0.6565E C2	0.1137E C2	0.3858E C1
44	0.9406E C3	0.1259E C4	0.1049E C4	0.1049E C4	0.5989E C3	0.5320E C3	0.2971E C3	0.1358E C3	0.1108E C2	0.0	0.0
45	0.3730E C3	0.2244E C3	0.5130E C3	0.5130E C3	0.2731E C3	0.2391E C3	0.3439E C2	0.0	0.2563E C2	0.0	C.4992E C1
46	0.4618E C3	0.4826E C3	0.4818E C3	0.4818E C3	0.3878E C3	0.2720E C3	0.8810E C2	0.4142E C2	0.0	0.0	0.0
47	0.1304E C3	0.1316E C3	0.1041E C3	0.1041E C3	0.7546E C2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.C
48	0.0	0.1041E C3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1650E C2	0.0	0.0	0.0	C.C
49	0.0	0.0	0.0	0.0	0.5167E C2	0.2114E C2	0.0	0.0	0.0	0.0	C.C
50	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3091E C2	0.3973E C2	0.0	0.0	0.1898E C2	0.0	C.C
51	0.0	0.0	0.2258E C2	0.2258E C2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.C
52	0.0	0.5859E C2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1466E C2	0.0	0.8531E C1	0.0
53	0.6075E C2	0.0	0.7826E C2	0.7826E C2	0.3858E C2	0.1249E C3	0.0	0.2781E C2	0.0	0.0	C.C
54	0.0	0.1123E C3	0.0	0.0	0.0	0.4184E C2	0.1760E C2	0.0	0.0	0.0	0.0
55	0.0	0.3578E C2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.C
56	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3060E C2	0.0	0.0	C.C
57	0.0	0.6374E C2	0.7153E C2	0.7153E C2	0.1181E C3	0.1292E C3	0.2474E C2	0.3212E C2	0.3179E C2	0.0	C.C
58	C.C	0.2171E C3	0.7326E C2	0.7326E C2	0.0	0.1117E C3	0.0	0.0	0.2678E C2	0.9720E C1	0.0
59	0.6265E C2	0.5081E C2	0.1790E C3	0.1790E C3	0.1535E C3	0.9361E C2	0.0	0.0	0.2483E C2	0.1735E C2	0.7432E C1
60	0.0	0.0	0.7187E C2	0.7187E C2	0.0	0.1323E C3	0.9918E C2	0.0	0.0	0.0	C.5659E C1
61	0.0	0.2172E C3	0.5725E C2	0.5725E C2	0.1058E C3	0.5825E C2	0.0	0.3842E C2	0.2668E C2	0.0	0.0
62	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.5516E C2	0.3761E C2	0.4478E C2	0.0	0.0	C.C
63	0.0	0.3774E C2	0.0	0.0	0.0	C.4933E C2	0.5186E C2	0.3436E C2	0.0	0.0	C.1463E C2

$\nu = 2$

TABLEAU 12 c - 3

I	J	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28							
37	0.7250E	01	C.5708E	C1	0.0	0.1115E	02	C.9300E	01	0.1535E	02	0.2936E	02	0.1849E	02	C.1222E	02	C.0
38	0.4158E	01	0.0	0.8379E	C1	0.1142E	02	C.1966E	02	0.7285E	01	0.0	0.0	0.8283E	01	C.1860E	02	C.C
39	0.0		C.1062E	C1	C.C	C.C		C.C		0.0		C.C		0.2728E	02	C.C		0.1854E
40	0.0		C.C	0.0	0.7761E	01	0.0	0.6052E	01	0.1528E	02	0.0	0.0	0.3779E	02	0.0		0.0
41	0.1391E	01	C.C	0.0	C.C	0.0		0.0	0.1144E	02	0.7656E	01	0.6450E	C1	C.C			C.C
42	0.0		0.0	0.8655E	C1	C.7263E	01	C.C	0.1351E	02	0.0	0.0	0.2021E	02	0.0		C.230CE	02
43	0.2154E	01	C.7808E	C1	0.0	C.C		C.1463E	02	0.0		C.2345E	02	0.0		C.2457E	02	C.2032E
44	0.4336E	01	0.0	0.8058E	01	C.6604E	01	C.C	0.1265E	02	0.1960E	02	C.7085E	01	0.1960E	02	0.9508E	C1
45	0.0		0.6920E	01	C.C	C.7796E	01	C.C	0.0		0.1827E	02	0.3635E	02	0.1827E	02	0.1465E	02
46	0.7065E	01	C.C	0.8620E	C1	0.8663E	01	C.C	0.0	0.0		0.3225E	02	0.1354E	02	C.3476E	C2	C.5783E
47	0.4033E	01	C.7460E	C1	0.0	0.8157E	01	0.0	0.1634E	01	0.0	0.0	0.1119E	C2	0.1119E	C2	C.1847E	02
48	0.3667E	01	C.4471E	C1	C.4424E	C1	0.1228E	02	C.9668E	01	0.1254E	02	0.2891E	02	0.0	C.2643E	02	C.1361E
49	C.C		C.C	0.0	0.0	C.1041E	02	C.C	0.0	C.C	0.2034E	02	0.0		C.3312E	02	0.0	0.0
50	C.C		C.7691E	C1	C.7785E	C1	C.5055E	01	C.C	0.0		C.C		0.2616E	C1	C.C		C.1036E
51	0.0		0.8211E	00	0.0	C.709CE	01	C.C	0.8219E	01	0.0	0.0		0.1434E	02	0.2466E	02	0.0
52	0.0		C.3273E	C1	C.9805E	C1	C.1023E	02	C.9714E	01	0.0	C.1763E	02	0.0		C.2292E	02	C.C
53	0.3227E	01	C.5181E	C1	C.C	0.2547E	02	0.0	0.1714E	02	0.0	0.0	0.3906E	02	0.0		C.1766E	02
54	0.5614E	01	C.C	0.0	0.0	0.0		C.1373E	C2	0.3015E	02	C.8246E	01	0.1595E	02	0.2594E	02	C.5517E
55	0.0		0.7575E	C1	C.C	0.6228E	01	C.C	0.1348E	02	0.3591E	02	0.2316E	02	C.7057E	02	C.2359E	03
56	0.1179E	02	C.C	0.6616E	01	0.1748E	02	0.3782E	02	0.2780E	C2	0.6444E	C2	0.7085E	02	0.1796E	03	C.1836E
57	0.0		0.8220E	C1	0.1101E	02	0.3681E	02	0.3861E	02	0.8969E	01	0.9846E	02	0.1749E	03	0.2665E	02
58	C.C		0.6054E	C1	0.9218E	C1	0.1847E	02	0.4647E	C2	0.9981E	02	0.1447E	03	0.2082E	03	C.2746E	02
59	C.1021E	02	C.C	0.2970E	C2	0.3801E	02	C.9790E	02	0.1659E	03	0.1717E	03	0.2143E	02	0.1430E	03	C.1088E
60	C.C		0.1442E	C2	0.3484E	C2	C.2365E	02	0.7133E	02	C.2233E	02	C.1291E	03	0.6428E	02	0.0	C.6188E
61	0.4535E	C1	0.2416E	C2	C.1067E	02	0.3775E	02	C.2921E	C2	0.5085E	02	0.5309E	02	0.1020E	03	0.0	0.0
62	0.6585E	01	C.2329E	C2	C.8355E	C1	0.4275E	C2	C.1813E	02	0.0	C.2844E	02	0.0		0.0		C.C
63	0.1348E	02	C.1516E	C2	0.1500E	C2	0.4067E	02	C.2151E	02	0.5875E	01	0.4241E	02	0.1526E	02	0.4915E	02

$\gamma = 3$

TABLEAU 12 d - 1

I	J	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38									
37	C.1277E	C2	C.524CE	C1	C.2124E	C2	0.0	C.0	0.2402E	02	0.0	0.4691E	02	C.3255E	02					
38	0.0		0.0		C.2248E	02	0.0	0.1540E	02	0.5614E	01	0.2227E	02	0.2745E	02					
39	C.0		C.1068E	C2	0.0	C.2224E	02	C.1497E	02	0.3436E	02	C.C	0.1576E	C2	0.0					
40	0.8286E	C1	C.0		0.3688E	C2	0.0	C.7972E	01	0.7155E	01	0.0	0.0	0.4255E	C2					
41	C.0		C.9549E	C1	0.2424E	C2	0.0	C.2752E	C2	C.0	0.0	C.C	0.2563E	02	0.7838E	02				
42	0.0		0.1543E	C2	0.0	0.0	0.3041E	02	0.1875E	02	0.1875E	02	0.2558E	02	0.7047E	02				
43	C.1754E	C2	C.4531E	C2	0.690CE	02	0.1286E	02	0.3965E	02	0.5467E	02	0.901CE	C2	C.1229E	03				
44	0.2547E	02	0.1313E	C2	0.0	0.1835E	02	0.3105E	02	0.3651E	02	0.6444E	02	0.1147E	03	C.2873E	03			
45	C.0		C.0		0.2456E	02	C.C	C.1524E	02	0.0	C.1220E	02	0.0	0.1156E	03	0.2565E	03			
46	C.0		0.0		0.0	0.3857E	02	C.3818E	02	0.3053E	02	C.1658E	02	0.6550E	02	C.6528E	02			
47	0.0		0.1304E	C2	0.0	0.1034E	02	C.0	0.1352E	02	C.4283E	02	0.3172E	02	C.2602E	02	0.1365E	03		
48	0.1861E	02	C.1042E	C2	0.0	0.0	0.3361E	02	0.6520E	01	0.1383E	02	0.2066E	C2	C.4208E	02	C.3313E	C2		
49	C.0		0.0		0.2375E	C2	C.1217E	02	0.8858E	01	0.760CE	01	0.0	0.1C77E	02	0.4456E	02	C.451CE	02	
50	0.1775E	02	C.1762E	02	C.3454E	C2	C.2116E	02	0.2176E	02	0.1445E	02	0.760CE	01	0.0	0.0	C.1443E	02		
51	C.0		C.5843E	C2	C.5122E	02	C.4006E	02	0.1903E	02	0.0	C.8853E	01	0.3143E	C2	C.2230E	02	C.C		
52	0.2900E	02	C.0		0.4152E	02	C.3426E	02	0.1038E	02	0.4205E	02	0.4723E	02	0.0	0.0	0.3018E	02	C.C	
53	0.2301E	02	C.7616E	C2	0.6505E	C2	C.7674E	02	0.1038E	03	0.1159E	03	C.4575E	C2	0.3990E	C2	C.1120E	02	C.3421E	02
54	0.2009E	02	C.8773E	02	0.4716E	C2	0.8972E	02	0.4294E	02	0.4036E	02	0.2995E	01	0.0	0.0	0.0	0.0	C.C	
55	C.2538E	03	0.2495E	03	0.3825E	C3	C.2483E	03	0.1157E	C3	0.6655E	02	C.0	0.0	0.1417E	02	C.5760E	02	C.2288E	C2
56	0.2410E	C3	C.2013E	C3	0.1905E	C3	C.6733E	02	C.5950E	02	0.2387E	C2	0.2175E	02	0.0	0.0	0.0	0.0	C.C	
57	C.1760E	C3	C.1422E	C3	0.5730E	C2	0.3555E	02	C.0	0.0	0.0	0.0	C.C	0.8882E	01	0.0	0.0	C.2586E	02	
58	0.1468E	03	C.1087E	C3	0.2544E	02	C.C	C.4479E	02	0.1870E	02	0.2064E	02	0.1604E	02	0.0	0.0	0.0	0.0	
59	C.0		0.4867E	C2	0.0	0.0	C.1755E	02	0.2574E	02	0.7271E	01	C.0	C.5033E	02	C.2871E	02	C.1938E	02	
60	0.1551E	02	C.0		0.4784E	C2	0.0	C.1931E	02	0.4159E	01	0.7631E	01	0.5221E	02	0.0	0.0	C.C		
61	0.0		0.4305E	C2	0.5778E	C2	0.2241E	02	C.1755E	C2	0.1138E	02	0.2764E	02	0.2255E	C2	C.0	C.C		
62	0.0		C.1304E	C2	C.C	0.0	0.0	C.1560E	02	0.4796E	02	C.C	0.4140E	02	0.2216E	02	0.3702E	02	C.C	
63	0.3572E	02	C.0		0.0	C.C		C.2495E	02	0.6419E	02	0.5818E	02	0.0	0.0	0.0	0.0	C.C		

$$\mu = 3$$

TABLEAU 12 d - 2

I	J → 39		40		41		42		43		44		45		46		47		48	
37	0.3468E	C2	0.5216E	C2	0.4856E	C2	0.1806E	C2	0.4904E	C2	0.2921E	C2	0.1125E	C2	0.6670E	C1	0.0	0.0	C.0	
38	0.0		0.0		0.1653E	C2	0.3140E	C2	0.0		0.3639E	C2	0.1125E	C2	0.8924E	C1	0.3404E	C1	0.5545E	C1
39	0.1822E	C2	0.8422E	C2	0.0		0.6357E	C2	0.2985E	C2	0.2035E	C2	0.1755E	C2	0.5645E	C1	0.0	0.0	C.0	
40	0.4751E	C2	0.5207E	C2	0.9255E	C2	0.1322E	C2	0.6392E	C2	0.3493E	C2	0.2526E	C2	0.6859E	C1	0.0	0.0	C.0	
41	0.1105E	C3	0.4421E	C2	0.4232E	C2	0.8768E	C2	0.6836E	C2	0.3846E	C2	0.2117E	C2	0.1824E	C2	0.0	0.0	C.0	
42	0.6262E	C2	0.1876E	C3	0.1829E	C2	0.1730E	C3	0.9381E	C2	0.8315E	C2	0.4215E	C2	0.1390E	C2	0.5486E	C1	0.0	
43	0.4264E	C3	0.4090E	C2	0.3885E	C3	0.2761E	C3	0.1691E	C3	0.1250E	C3	0.6336E	C2	0.1931E	C2	0.9213E	C1	0.2174E	C1
44	0.2757E	C3	0.2889E	C3	0.3105E	C3	0.2145E	C3	0.1340E	C3	0.5099E	C2	0.7616E	C0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.0	
45	0.1038E	C3	0.5552E	C2	0.1055E	C3	0.3127E	C2	0.4897E	C2	0.2059E	C2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.0	
46	0.1177E	C3	0.5586E	C2	0.1659E	C3	0.5755E	C2	0.0		0.1974E	C2	0.1994E	C2	0.3455E	C1	0.0	0.0	0.0	
47	0.6803E	C2	0.6150E	C2	0.1624E	C2	0.1605E	C2	0.1346E	C2	0.0	0.0	0.1542E	C2	0.9012E	C1	0.0	0.0	C.0	
48	0.0		0.3471E	C2	0.2493E	C2	0.0		0.1970E	C2	0.0	0.0	0.9192E	C1	0.5259E	C1	0.0	0.0	C.0	
49	0.4783E	C2	0.0		0.1112E	C2	0.0		0.0		0.0	0.0	0.7058E	C1	0.5461E	C1	0.0	0.0	C.0	
50	0.0		0.0		0.3894E	C2	0.8431E	C1	0.1112E	C2	0.3402E	C2	0.1282E	C2	0.4714E	C1	0.0	0.0	0.0	
51	0.0		0.0		0.0		0.1946E	C2	0.1212E	C2	0.0	0.0	0.1153E	C2	0.0	0.0	0.5538E	C1	0.888CE	C0
52	0.4188E	C2	0.1218E	C2	0.1124E	C2	0.9379E	C1	0.0		0.2783E	C2	0.1657E	C2	0.1315E	C2	0.0	0.0	0.3128E	C1
53	0.0		0.0		0.2335E	C2	0.0		0.2520E	C2	0.2663E	C2	0.2724E	C2	0.0	0.0	0.5628E	C1	0.0	
54	0.0		0.0		0.2291E	C2	0.3012E	C2	0.1401E	C2	0.2267E	C2	0.3581E	C1	0.8232E	C1	0.0	0.0	C.0	
55	0.0		0.0		0.3365E	C2	0.0		0.1411E	C2	0.3032E	C2	0.1037E	C2	0.0	0.0	0.4622E	C1	0.7616E	C1
56	0.2688E	C2	0.0		0.2164E	C2	0.1856E	C2	0.5554E	C1	0.0	0.0	0.2095E	C1	0.1457E	C2	0.0	0.0	0.3574E	C1
57	0.0		0.0		0.0		0.0		0.0		0.0	0.0	0.4709E	C1	0.8497E	C1	0.0	0.0	0.1148E	C1
58	0.2789E	C2	0.32261E	C2	0.1911E	C2	0.5554E	C2	0.2752E	C2	0.0	0.0	0.3952E	C1	0.0	0.0	0.8173E	C1	0.0	
59	0.0		0.0		0.2723E	C2	0.3607E	C2	0.8787E	C2	0.6153E	C2	0.1318E	C2	0.5099E	C1	0.0	0.0	0.7895E	C1
60	0.4180E	C2	0.0		0.0		0.0		0.0		0.2469E	C2	0.2466E	C2	0.0	0.0	0.0	0.0	C.0	
61	0.2375E	C2	0.0		0.7067E	C2	0.0		0.1556E	C2	0.0	0.0	0.1735E	C2	0.0	0.0	0.1316E	C2	0.1566E	C1
62	0.0		0.0		0.0		0.0		0.0		0.4332E	C2	0.0	0.0	0.3040E	C2	0.0	0.0	0.0	
63	0.2388E	C2	0.0		0.5622E	C2	0.7320E	C2	0.0		0.1707E	C2	0.3534E	C2	0.0	0.0	0.0	0.0	C.0	

γ = 3

TABLEAU 12 d - 3

I	J	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
37	C.0		C.0	0.3500E 01	C.7053E 01	C.0	0.5895E 01	C.6597E 01	0.1322E 02	C.0	C.0
38	C.0		0.6647E 01	0.4394E 01	C.0	0.6323E 01	0.9604E 01	C.0	0.4121E 01	C.0	C.0
39	C.0		C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.1306E 02	C.0	C.0	C.0
40	C.0	0.2258E 01	C.0	0.2365E 01	0.1975E 01	C.0	C.0	C.0	0.4554E 01	C.0	C.0
41	C.0	C.0	C.0	C.0	0.6652E 01	C.0	C.0	C.0	0.1903E 02	C.5756E 01	C.0
42	0.1546E 01	C.0	0.2065E 01	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.5349E 01	C.0
43	0.2211E 01	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	0.2808E 01	0.8294E 01	C.0	C.0	C.0
44	0.1375E 01	C.0	C.0	0.3662E 01	C.0	C.0	C.0	0.6594E 01	0.5528E 01	C.0	C.0
45	0.1278E 01	C.0	0.2238E 01	C.0	C.2238E 01	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0
46	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0
47	C.0	C.0	C.0	0.3495E 01	0.2535E 01	0.5103E 01	0.6381E 01	C.0	0.1407E 01	C.0	C.0
48	0.2289E 01	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	0.5056E 01	0.5923E 01	0.1567E 01	C.0	C.0
49	C.0	0.1585E 01	C.0	0.5307E 01	C.4489E 01	C.0	0.1212E 01	0.8392E 01	C.0	C.0	C.0
50	0.2758E 01	C.0	C.0	0.6851E 01	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.1588E 02	C.0
51	0.2176E 01	C.0	C.0	C.0	0.5348E 01	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0
52	C.0	C.0	C.0	C.0	0.4065E 01	C.0	0.7627E 01	C.0	0.8787E 01	C.5406E 01	C.0
53	C.0	C.0	C.0	0.4746E 01	C.0	C.0	C.0	0.1207E 02	0.1075E 02	C.0	C.0
54	C.0	0.7392E 01	C.0	C.0	0.6171E 01	0.3557E 01	C.0	C.0	C.1356E 02	C.0	C.0
55	0.2466E 01	C.0	0.1753E 01	0.4338E 01	C.0	C.0	C.0	0.1290E 02	0.8532E 01	C.1041E 02	C.1890E 02
56	0.2921E 01	C.0	0.1701E 01	C.0	0.3523E 01	C.0	0.4145E 01	0.7042E 01	0.5770E 01	0.3827E 02	0.5026E 01
57	0.3019E 01	C.0	0.7411E 01	C.0	C.0	C.0	C.0	C.0	0.1178E 02	0.2491E 02	0.7783E 02
58	C.0	C.0	C.0	C.0	0.1865E 01	C.0	C.0	0.5551E 01	0.5829E 02	0.5219E 02	C.0
59	C.0	0.8537E 01	C.0	0.1217E 02	0.2259E 02	0.3146E 02	0.1789E 02	0.7159E 01	0.3653E 02	0.3283E 02	C.5195E 02
60	0.1948E 01	C.0	C.0	0.1754E 02	0.5108E 01	0.3540E 02	0.1833E 02	0.1576E 02	0.1565E 02	C.1601E 02	C.0
61	0.4560E 01	0.2258E 01	C.0	0.1140E 02	0.1922E 02	0.1556E 02	0.1006E 02	0.2765E 02	0.3754E 01	C.0	C.0
62	0.2622E 01	0.2741E 01	C.0	C.0	0.1580E 02	C.0	0.2452E 02	0.1463E 02	0.2106E 02	C.0	C.0
63	0.5756E 01	C.0	C.0	0.6112E 01	C.0	C.0	C.0	C.0	0.6649E 01	C.0	C.0
							0.0	0.0	0.2565E 02	0.1823E 02	C.0

$\nu = 4$

TABLEAU 12 e - 1

I	J → 29		30		31		32		33		34		35		36		37		38		
37	0.0	0.167CE	C2	0.620CE	C1	0.2087E	02	C.3719E	01	C.0			C.1056E	02	0.2915E	02	0.0		0.1034E	C2	
38	0.0	0.656SE	C1	0.0		0.0		C.8171E	01	0.0			0.0		0.0		0.0		0.1350E	C2	
39	0.4010E	01	C.1221E	C2	0.2356E	C1	C.1534E	01	C.0		0.6742E	01	C.720CE	01	C.2043E	C1	C.0		C.1075E	C2	
40	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.4545E	01	C.5909E	00	0.3056E	01	0.0	0.8561E	01	0.6525E	01	0.2718E	01	0.0		
41	0.1283E	C2	(.4528E	C1	0.1945E	C1	C.136CE	01	C.2968E	C1	0.1228E	02	C.3456E	01	0.9092E	C1	C.8809E	C1	C.1587E	C2	
42	0.0	0.0	0.0	C.0	C.0	0.8610E	01	C.0		0.1149E	02		C.1171E	02	0.1289E	02	C.1931E	02	0.2749E	02	
43	0.5555E	01	C.5554E	C1	0.5056E	C1	C.0	0.1006E	C2	0.0			C.8425E	C1	0.1551E	02	0.3024E	02	C.7679E	C2	
44	0.8057E	01	0.0	0.3142E	01	C.2147E	02	0.6154E	01	0.5984E	01	0.1235E	02	0.4565E	01	0.236CE	02	0.2255E	02	C.1319E	02
45	0.5134E	C1	C.0	0.2219E	01	C.140CE	02	C.0		0.4497E	01	0.1138E	02	0.1643E	02	0.1328E	01	0.1433E	02	C.5004E	01
46	C.0	0.2314E	C1	C.0	C.0	0.0		0.2967E	C1	0.0			C.1726E	01	0.1675E	C2	C.0		C.1043E	02	
47	0.0	C.5920E	C1	0.3520E	C1	C.0		C.2817E	01	0.4222E	01	0.3152E	01	C.5417E	01	0.1074E	C2	C.0		0.1021E	C2
48	0.1762E	02	0.1685E	C2	0.6993E	01	C.1512E	01	0.5094E	C1	0.0		0.6816E	01	0.0		C.0		C.0		
49	C.0	C.0	C.0	C.6638E	C1	C.2327E	01	C.2817E	01	0.2529E	C1	0.0	0.1365E	01	0.0		C.0		C.0		
50	0.1077E	02	C.2062E	C2	0.0	C.0		0.142CE	02	C.0			0.2032E	02	0.0		C.6939E	01	0.2197E	01	
51	0.5678E	01	0.0	0.0	0.0	0.0		C.9326E	C1	0.7746E	01	0.6218E	01	C.8151E	01	C.1205E	C2	C.0		C.0	
52	0.0	C.8301E	C1	0.1929E	02	0.2565E	01	C.0		0.4199E	01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	C.7163E	01	C.1512E	02	
53	0.1890E	02	C.1184E	C2	0.1785E	C2	0.3501E	02	0.2284E	02	0.5597E	01	0.1285E	02	0.6580E	01	0.2835E	02	C.0		
54	0.2346E	C2	C.235CE	C2	C.9256E	C1	0.5774E	01	C.0		0.1455E	02	C.2022E	01	0.1495E	02	0.0		C.0		
55	0.4251E	02	C.5210E	C2	0.3667E	C2	0.5784E	02	C.3345E	C2	0.8395E	01	0.1117E	02	0.0		0.0		C.0		
56	0.6758E	02	0.3137E	C2	0.1761E	02	0.2593E	02	C.1053E	02	C.0		0.1041E	02	0.9041E	01	0.1432E	02	0.0		
57	0.3997E	02	C.2305E	02	0.5715E	01	0.2367E	02	C.1390E	02	0.0		C.0		0.0		0.0		C.0		
58	0.2512E	02	C.5455E	C2	C.2358E	02	C.0		C.0		0.0		C.0		0.0		C.0		C.0		
59	C.0	C.1024E	C2	C.0	C.0	C.0		C.0		0.0			0.6476E	01	0.0		0.1208E	02	C.7299E	01	
60	C.0	0.1425E	C2	0.0	0.0	0.0		0.1628E	02	0.8966E	01	0.8157E	01	0.5669E	01	C.0		C.0		C.0	
61	0.1440E	02	C.0	C.0	C.0	0.2205E	02	C.2900E	02	0.0			0.2665E	02	0.0		C.2447E	02	C.9137E	01	
62	C.0	0.2154E	C2	0.5929E	01	C.6621E	01	C.0		0.0			C.5316E	C1	0.0		0.0		C.0		
63	0.1994E	02	C.2747E	C2	0.0	C.2391E	02	C.0		0.6494E	01	0.1475E	02	0.117CE	02	C.0		C.1181E	02	C.0	

$$\psi = 4$$

TABLEAU 12 e - 2

Z	$\bar{E}_1^c$	$\xi_{\bar{E}_1^c}$	$\tau(E_1^c)$	$\xi_{\tau(E_1^c)}$
37	100.45	0.46	5.95	0.27
38	103.97	0.63	5.92	0.35
39	102.22	0.43	5.57	0.29
40	102.96	0.18	5.93	0.14
41	102.00	0.21	6.72	0.25
42	102.55	0.07	5.88	0.05
43	101.21	0.04	5.85	0.04
44	100.16	0.08	6.12	0.09
45	99.22	0.24	6.39	0.21
46	99.97	0.20	6.18	0.20
47	96.15	0.61	5.97	0.48
51	82.50	0.65	7.98	0.38
52	85.06	0.33	6.48	0.27
53	83.19	0.17	6.28	0.19
54	79.43	0.18	6.09	0.16
55	78.37	0.06	5.03	0.07
56	75.91	0.10	5.61	0.10
57	72.84	0.07	4.76	0.06
58	70.78	0.10	4.90	0.08
59	67.04	0.08	4.06	0.05

TABLEAU 13

Z	$\bar{m}$	BOWMAN $\bar{\nu}_m$	$\bar{E}_1^c$	$\xi_{\bar{E}_1^c}$	SCHMITT $\bar{E}_1^c$	E_T^c $E_1^c(1+\frac{m_1}{m_2})$	$\xi_{\bar{E}_T^c}$	$\bar{E}_T^c$ $(E_1^c+E_2^c)$	SCHMITT E_T^c	BRITT E_T^c	M.F. E_T^c	$\tau(E_T^c)$	$\xi_{\tau(E_T^c)}$	SCHMITT $\tau(E_T^c)$
37	93	1.3	101.9	0.46		161.6	0.74					9.58	0.43	10.
38	96	1.3	105.4	0.63	108.5	169.9	1.02					9.68	0.58	10.
39	98	1.2	103.5	0.43	108.5	169.6	0.72	171.6	176.	175.	174.	9.24	0.47	10.
40	101	1.3	104.3	0.18	108.5	173.9	0.30	176.1	180.	178.5	177.	10.01	0.23	10.1
41	103	1.4	103.4	0.21	108.4	175.4	0.36	177.2	181.	181.	179.	11.56	0.42	10.1
42	106	1.6	104.1	0.07	108.3	179.7	0.13	180.9	186.5	185.	181.	10.30	0.09	10.2
43	108	1.8	102.9	0.04	107.	180.8	0.07	182.2	187.	185.	182.	10.45	0.07	10.2
44	111	2.2	102.1	0.08	106.	182.7	0.15	182.5	189.	186.5	183.	11.17	0.16	10.3
45	114	2.7	101.6	0.24	105.	185.1	0.44	185.7	190.	188.	184.	11.92	0.40	11.
46	116	3.	102.5	0.20	104.5	190.4	0.38	188.4	194.	190.	186.	11.78	0.38	11.4
47	119	3.6	99.1	0.61	103.5	187.5	1.20	182.1	195.	191.	189.	11.65	0.94	12.3
51	133	0.8	83.0	0.65	93.	176.0	1.38					17.02	0.82	
52	136	1.3	85.9	0.33	89.	186.1	0.72					14.18	0.59	
53	138	1.5	84.1	0.17	87.	186.3	0.38					14.07	0.42	
54	141	1.7	80.4	0.18	85.	182.3	0.42					13.98	0.36	
55	144	1.7	79.3	0.06	80.	184.1	0.14					11.81	0.16	
56	146	1.7	76.8	0.10	79.5	182.6	0.25					13.50	0.25	
57	149	2.	73.8	0.07	74.	179.9	0.18					11.75	0.15	
58	151	2.2	71.8	0.10	73.	179.4	0.27					12.43	0.20	
59	154	2.6	68.2	0.08	69.	174.8	0.22					10.57	0.13	

TABLEAU 14

Z			Z		
40	33.6	2.5	41	32.75	2.31
58	0.826	26.15	57	0.892	26.7
42	32.6	2.18	43	32.4	2.08
56	0.926	26.9	55	0.958	27.5
44	32.1	1.95	45	31.75	1.88
54	0.992	28.	53	1.056	28.2
46	31.4	1.78			
52	1.123	28.3			

TABLEAU 15

Z	$\bar{y}$	ERREUR SUR $\bar{y}$	$\bar{y}_T$	ERREUR SUR $\bar{y}_T$	
40	1.46	0.136	3.529	0.165	
41	1.61	0.1	3.452	0.111	
42	1.859	0.063	3.751	0.094	
43	1.929	0.031	3.691	0.046	
44	2.220	0.05	3.598	0.098	
45	2.334	0.12	3.707	0.132	
46	2.371	0.13	3.716	0.177	
52	1.345	0.12			
53	1.373	0.055			
54	1.378	0.085			
55	1.762	0.035			
56	1.892	0.070			
57	1.842	0.050			
58	2.069	0.080			

TABLEAU 16

Z	r_y^2	ERREUR SUR r_y^2	r_y	ERREUR SUR r_y	$r^2(Z) + r^2(98-Z)$	ERREUR
40	1.29	0.223	1.14	0.098	2.81	0.260
41	1.39	0.164	1.18	0.069	2.64	0.187
42	1.29	0.099	1.14	0.043	3.02	0.148
43	1.00	0.045	1.00	0.022	2.29	0.081
44	1.25	0.073	1.12	0.032	2.79	0.213
45	1.12	0.210	1.06	0.099	2.90	0.243
46	0.9	0.193	0.95	0.101	2.45	0.354
52	1.55	0.297	1.24	0.119		
53	1.78	0.124	1.33	0.046		
54	1.54	0.201	1.24	0.081		
55	1.29	0.068	1.14	0.029		
56	1.73	0.111	1.31	0.042		
57	1.25	0.091	1.12	0.041		
58	1.52	0.134	1.23	0.054		
59	1.61	0.190	1.27	0.074		
60	1.58	0.531	1.26	0.211		

TABLEAU 17

I ↓

	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
37	-0.6899E 00	0.4581E 01	0.4284E 01	0.4366E 01	0.2298E 01	0.2767E 00	0.9191E 01	0.3792E 00	0.2829E 01	-0.5657E 00
38	0.5477E 01	0.8683E 01	0.6388E 01	0.5360E 01	0.4911E 01	0.6199E 01	0.3009E 01	0.3031E 01	0.3518E 01	0.0
39	-0.4332E 00	0.0	0.0	0.2264E 01	0.1117E 01	0.2402E 01	0.1042E 01	0.2706E 01	0.2476E 01	0.2000E 01
40	0.9272E 00	0.4767E 01	0.5065E 01	0.1125E 02	0.3674E 01	0.0	0.5180E 01	0.1339E 01	0.6235E 01	0.6266E 00
41	0.3279E 01	0.4711E 01	0.1330E 01	0.8757E 01	0.1635E 01	0.2011E 01	0.3655E 01	0.5569E 01	0.2561E 01	0.5342E 00
42	0.6041E 00	0.3012E 00	0.4429E 01	0.2346E 01	0.0	0.5131E 01	0.0	0.5564E 00	0.2199E 01	0.3691E 01
43	0.5046E 01	0.7875E 01	0.3810E 01	0.3559E 01	0.5504E 01	-0.3022E-01	0.5609E 01	0.2117E 01	0.1942E 01	0.1352E 01
44	0.2708E 01	0.2157E 01	0.4551E 01	0.0	0.3367E 01	0.4744E 01	0.5108E 01	0.3685E 01	0.7075E 01	0.2205E 01
45	0.1999E 00	0.7423E 01	0.0	0.5583E 01	0.4258E 01	0.6307E 01	0.3571E 01	0.3682E 01	0.0	0.0
46	0.6749E 01	0.0	0.0	0.3980E 01	0.2369E 01	0.1104E 01	0.0	0.2567E 01	0.6267E 01	0.0
47	0.3412E 01	0.0	0.4699E 01	0.8158E 01	0.0	0.3466E 01	0.1193E 01	0.5712E 01	0.1848E 01	0.2076E 01
48	0.5690E 01	0.4404E 01	0.0	0.2379E 01	0.2822E 01	0.9140E 01	0.7627E 01	0.0	0.4550E 01	0.2739E 01
49	0.0	0.2366E 01	0.0	0.1106E 02	0.0	0.0	0.0	0.0	0.4010E 01	0.0
50	0.0	0.4599E 01	0.8557E 01	0.8610E 01	0.1069E 01	-0.3949E 00	0.2711E 01	0.1199E 01	0.2014E 01	0.3358E 00
51	0.0	0.4564E 01	0.2921E 01	0.5209E 01	0.1345E 01	0.5118E 01	0.2406E 01	0.7271E 01	0.4081E 01	0.4050E 01
52	0.5023E 01	0.3901E 01	0.4883E 01	0.4296E 01	0.2111E 01	0.3341E 01	0.2553E 01	0.3529E 01	0.4404E 01	0.1315E 01
53	0.3540E 01	0.1343E 01	0.1671E 01	0.5736E 01	0.4530E 01	0.3970E 01	0.3033E 01	0.2169E 01	0.2846E 01	0.1867E 01
54	0.8936E 00	0.7254E 01	0.1691E-01	0.5348E 01	0.6958E 01	0.6275E 01	0.3526E 01	0.3805E 01	0.2491E 01	0.2393E 01
55	0.1160E 01	0.3510E 01	0.5043E 01	0.1391E 01	0.4621E 00	0.2486E 01	0.3212E 01	0.2753E 01	0.2730E 01	0.2923E 01
56	0.5115E 01	0.6524E 01	0.8715E 01	0.4616E 01	0.4904E 01	0.3619E 01	0.3037E 01	0.3072E 01	0.2917E 01	0.2632E 01
57	0.0	0.4614E 01	0.4256E 01	0.5623E 01	0.3330E 01	0.2701E 01	0.3183E 01	0.2967E 01	0.2540E 01	0.2077E 01
58	0.1648E 01	0.3148E 01	0.1489E 01	0.3664E 01	0.4303E 01	0.4021E 01	0.2929E 01	0.2734E 01	0.2261E 01	0.1665E 01
59	0.4613E 01	0.2685E 01	0.5700E 01	0.5075E 01	0.3965E 01	0.3198E 01	0.2679E 01	0.2355E 01	0.1986E 01	0.1587E 01
60	0.3017E 01	0.7799E 01	0.5754E 01	0.3868E 01	0.3563E 01	0.2529E 01	0.2595E 01	0.1886E 01	0.1422E 01	0.1124E 01
61	0.7255E 01	0.4282E 01	0.5633E 01	0.3918E 01	0.2863E 01	0.2593E 01	0.2161E 01	0.2338E 01	0.1738E 01	0.5692E 00

TABLEAU 18-1

I ↓

J →	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38
37	0.2409E 01	0.7033E 00	0.4646E 00	0.1572E 01	0.5723E 01	0.9992E-01	0.0	0.1022E 01	0.2986E 01	0.1869E 01
38	0.1136E 00	0.3668E 01	0.0	0.3695E 00	0.4533E 01	0.0	0.2215E 00	0.1191E 01	0.0	0.1241E 01
39	-0.5298E 00	0.8071E 01	0.2385E 01	0.6319E 01	0.2957E 01	0.7443E 01	0.1862E 01	0.8588E 01	0.3503E 01	0.2468E 01
40	0.2151E 01	0.0	0.6912E 01	0.3716E 01	0.9236E 01	0.1287E 01	0.0	0.8197E 00	0.4777E 01	0.3477E 01
41	0.1713E 01	0.1524E 01	0.3368E 00	0.2981E 00	0.1725E 01	0.7519E 00	0.9303E 00	0.2952E 01	0.3694E 01	0.2688E 01
42	0.0	0.1545E 01	0.3327E 01	0.2555E 01	0.0	0.2770E 01	0.1771E 01	0.4628E 01	0.3706E 01	0.2893E 01
43	0.1938E 01	0.2385E 01	0.2618E 01	0.1848E 01	0.2518E 01	0.4315E 01	0.4540E 01	0.2902E 01	0.2988E 01	0.2909E 01
44	0.1012E 02	0.4034E 01	0.1330E 01	0.2307E 01	0.2872E 01	0.2538E 01	0.3048E 01	0.3457E 01	0.3294E 01	0.3101E 01
45	0.3209E 01	0.1341E 01	0.9703E 01	0.1733E 01	0.1523E 01	0.5187E 00	0.4206E 01	0.4060E 01	0.3802E 01	0.2560E 01
46	0.0	0.7502E 01	0.0	0.5832E 01	0.5187E 01	0.4414E 01	0.2940E 01	0.2590E 01	0.2594E 01	0.2885E 01
47	0.0	0.7249E 01	0.1610E 01	0.2548E 01	0.2967E 01	0.2402E 01	0.3249E 01	0.3435E 01	0.4007E 01	0.2737E 01
48	0.7467E 01	0.9764E 01	0.0	0.5210E 00	0.6719E 01	0.6834E 01	0.2602E 01	0.1914E 01	0.3585E 01	0.6839E 01
49	0.0	0.0	0.7555E 01	0.2661E 01	0.9878E 01	0.8605E 01	0.1245E 01	0.5259E 00	0.0	0.0
50	0.2395E 01	0.2834E 01	0.4701E 00	0.8586E 00	0.1331E 01	0.2007E 01	0.5287E 00	0.4314E-01	0.0	0.1129E 01
51	0.1770E 01	0.1601E 01	0.2683E 01	0.2552E 01	0.1338E 01	0.1607E 01	0.2126E 01	0.1655E 01	0.1354E 01	0.0
52	0.1808E 01	0.2579E 01	0.2369E 01	0.1696E 01	0.1538E 01	0.1297E 01	0.1131E 01	0.6411E 00	0.7638E 00	0.9679E 00
53	0.2146E 01	0.2333E 01	0.1977E 01	0.1659E 01	0.1362E 01	0.1017E 01	0.6922E 00	0.6424E 00	0.1133E 01	0.1512E 01
54	0.2407E 01	0.2149E 01	0.1424E 01	0.1146E 01	0.1022E 01	0.1080E 01	0.6031E 00	0.3267E 00	0.3474E 01	0.3791E 01
55	0.2412E 01	0.1990E 01	0.1770E 01	0.1449E 01	0.1257E 01	0.9564E 00	0.6662E 00	0.1378E 01	0.8150E 01	0.0
56	0.2330E 01	0.1775E 01	0.1488E 01	0.1193E 01	0.8386E 00	0.1194E 01	0.2071E 01	0.0	0.9011E 00	0.0
57	0.1670E 01	0.1260E 01	0.1177E 01	0.1117E 01	0.1395E 01	0.1024E 01	0.5509E 01	0.7343E 00	0.5845E 01	0.4604E 01
58	0.1489E 01	0.1451E 01	0.1040E 01	0.4377E 00	0.2308E 01	0.2653E 01	0.2782E 00	0.1169E 01	0.4610E 01	0.5567E 01
59	0.6566E 00	0.3057E 01	0.5552E 01	0.3888E 01	0.7270E 01	0.1575E 01	0.8920E 00	0.1200E 01	0.4232E 01	0.1919E 01
60	0.1150E 01	0.4867E 01	0.7680E 01	0.0	0.2878E 01	0.4538E 01	0.2481E 01	0.4128E 01	0.3180E 01	0.3645E 01
61	0.1645E 01	0.5487E 01	0.5012E 01	0.1690E 01	0.4143E 01	0.1227E 01	0.7037E 01	0.1353E 01	0.3630E 01	0.1319E 01

TABLEAU 18-2

I →

	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
37	0.1823E 01	0.2194E 01	0.2035E 01	0.2362E 01	0.3253E 01	0.1702E 01	0.1276E 01	0.3270E 01	0.0	0.5799E 00
38	0.5487E 00	0.2451E 01	0.4254E 01	0.1629E 00	0.1206E 01	0.1230E 01	0.6444E 00	0.7157E 00	0.4258E 00	0.1206E 01
39	0.3392E 01	0.2985E 01	0.1294E 01	0.2274E 01	0.1696E 01	0.1403E 01	0.1086E 01	0.7502E 00	0.1111E 01	0.1231E 01
40	0.1642E 01	0.1958E 01	0.1658E 01	0.1377E 01	0.1316E 01	0.1111E 01	0.8066E 00	0.5514E 00	0.3384E 00	0.2090E 00
41	0.2773E 01	0.2245E 01	0.1811E 01	0.1767E 01	0.1150E 01	0.1100E 01	0.8077E 00	0.6104E 00	0.3928E 00	0.9638E 00
42	0.2182E 01	0.2408E 01	0.2120E 01	0.1791E 01	0.1556E 01	0.1080E 01	0.9795E 00	0.6010E 00	0.4975E 00	0.0
43	0.2749E 01	0.2287E 01	0.1957E 01	0.1666E 01	0.1318E 01	0.9935E 00	0.7506E 00	0.7410E 00	0.5517E 00	0.2492E 00
44	0.2686E 01	0.2522E 01	0.2029E 01	0.1870E 01	0.1509E 01	0.1203E 01	0.1031E 01	0.9820E 00	0.0	0.1756E 00
45	0.2618E 01	0.2364E 01	0.2391E 01	0.1595E 01	0.1774E 01	0.1717E 01	0.2426E 00	0.2093E 01	0.0	0.3785E 01
46	0.2788E 01	0.2359E 01	0.2432E 01	0.1938E 01	0.1253E 01	0.1213E 01	0.9320E 00	0.1023E 01	0.0	0.3039E 00
47	0.2344E 01	0.2812E 01	0.2043E 01	0.3938E 01	0.3242E 01	0.3678E 01	0.2428E 01	0.3720E 01	0.0	0.3001E 01
48	0.2465E 01	0.4419E 01	0.1526E 01	0.0	0.5710E 01	0.0	0.0	0.0	0.2601E 01	0.0
49	0.3035E 01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.9334E 01	0.3141E 01	0.0	0.5226E 01
50	0.0	0.3140E 00	0.6856E 01	0.7462E 01	0.1987E 01	0.9350E 01	0.8998E 00	0.6179E 01	0.3046E 01	0.0
51	0.2359E 01	0.0	0.3255E 01	0.0	0.1054E 02	0.3242E 01	0.1940E 01	0.0	0.1016E 02	0.7890E 00
52	0.4934E 01	0.4797E 01	0.3168E 01	0.0	0.3038E 01	0.1677E 01	0.1750E 01	0.1965E 01	0.2756E 01	0.0
53	0.1726E 01	0.0	0.3238E 01	0.1971E 01	0.4278E 01	0.9357E 01	0.4194E 01	0.2973E 01	0.3375E 00	0.0
54	0.0	0.0	0.2061E 01	0.1853E 01	0.1978E 01	0.2105E 01	0.0	0.9807E 01	0.0	0.0
55	0.3793E 01	0.2070E 01	0.5728E 01	0.0	0.4314E 01	0.9787E 01	0.7644E 01	0.6272E-01	0.2566E 00	0.2116E 01
56	0.3642E 01	0.1566E 01	0.1264E 01	0.2098E 01	0.3203E 01	0.1914E 01	0.1962E 01	0.4620E 01	0.2300E 01	0.1349E 01
57	0.2815E 01	0.1584E 01	0.2421E 01	0.3820E 01	0.3023E 01	0.1059E 01	0.7671E 00	0.2184E 01	0.7188E 01	0.3055E 01
58	0.3815E 01	0.4033E 01	0.2634E 01	0.5720E 01	0.4073E 01	0.4988E 00	0.4407E 01	0.2234E 01	0.2185E 01	0.0
59	0.2608E 01	0.3567E 01	0.2770E 01	0.3412E 01	0.3036E 01	0.2625E 01	0.4388E 00	0.2965E 01	0.1062E 00	0.2734E 01
60	0.3104E 01	0.0	0.7024E 00	0.3067E 00	0.4620E 01	0.2775E 01	0.2190E 01	0.0	0.0	0.0
61	0.2576E 01	0.4087E 01	0.3190E 01	0.2607E 01	0.2284E 01	0.6195E 00	0.1035E 01	0.0	0.3936E 01	0.4674E 01

TABLEAU 18-3

I ↓

J →	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
37	0.5459E 00	0.5913E 00	0.1363E 01	0.6679E 00	0.2142E 01	0.1133E 01	0.3433E 00	0.1069E 01	0.4979E 00	0.1208E 01
38	0.2857E 01	0.3255E 01	0.2298E 01	0.2201E 01	0.3228E 01	0.1340E 01	0.2869E 01	0.1602E 01	0.2325E 01	0.0
39	0.1266E 01	0.0	0.0	0.1272E 01	0.1163E 01	0.1347E 01	0.1233E 01	0.1447E 01	0.9300E 00	0.1369E 01
40	0.9253E 00	0.2743E 01	0.2982E 01	0.9430E 00	0.1029E 01	0.0	0.1660E 01	0.9414E 00	0.5355E 01	0.1239E 01
41	0.3963E 01	0.8478E 00	0.1637E 01	0.5207E 01	0.1324E 01	0.5794E 00	0.2436E 01	0.4141E 01	0.8965E 00	0.6659E 00
42	0.1570E 00	0.7671E 00	0.9288E 00	0.2091E 01	0.0	0.3942E 01	0.0	0.1215E 01	0.1623E 01	0.2595E 01
43	0.2293E 01	0.3273E 01	0.2831E 01	0.8913E 00	0.1596E 01	0.1090E 01	0.3011E 01	0.1280E 01	0.7355E 00	0.9127E 00
44	0.7696E 00	0.1011E 01	0.2722E 01	0.0	0.2000E 01	0.1226E 01	0.1737E 01	0.1833E 01	0.5810E 00	0.1255E 01
45	0.2114E 01	0.1405E 01	0.0	0.9774E 00	0.7948E 00	0.5037E 01	0.1313E 01	0.2759E 01	0.0	0.0
46	0.1691E 01	0.0	0.0	0.1050E 01	0.1408E 01	0.2203E 01	0.0	0.1341E 01	0.2934E 01	0.0
47	0.3405E 01	0.0	0.1179E 01	0.9633E 00	0.0	0.1010E 01	0.3481E 01	0.1137E 01	0.1016E 01	0.1299E 01
48	0.3344E 01	0.2772E 01	0.0	0.1376E 01	0.1042E 01	0.2035E 01	0.2416E 01	0.0	0.1033E 01	0.8176E 01
49	0.0	0.1061E 01	0.0	0.1518E 00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1704E 01	0.0
50	0.0	0.3231E 01	0.3386E 01	0.1240E 01	0.1012E 01	0.2235E 01	0.1383E 01	0.5706E 00	0.9462E 00	0.1016E 01
51	0.0	0.1970E 01	0.1882E 01	0.7706E 00	0.2177E 01	0.2740E 01	0.1611E 01	0.4982E 01	0.2081E 01	0.7055E 00
52	0.5853E 00	0.9706E 00	0.4415E 01	0.2326E 01	0.1444E 01	0.1775E 01	0.1373E 01	0.1584E 01	0.1022E 01	0.6939E 00
53	0.1920E 01	0.2245E 01	0.1203E 01	0.1595E 01	0.2455E 01	0.4116E 01	0.1290E 01	0.1105E 01	0.7453E 00	0.9770E 00
54	0.7939E 00	0.2443E 01	0.1126E 01	0.9596E 00	0.3604E 01	0.4272E 01	0.1465E 01	0.1115E 01	0.5344E 00	0.3686E 00
55	0.1547E 01	0.1166E 01	0.1757E 01	0.3035E 01	0.1434E 01	0.9998E 00	0.9964E 00	0.4501E 00	0.2162E 00	0.1273E 00
56	0.2203E 01	0.1566E 01	0.1258E 01	0.1051E 01	0.7933E 00	0.8612E 00	0.4314E 00	0.2677E 00	0.1483E 00	0.1058E 00
57	0.0	0.1102E 01	0.2933E 01	0.2602E 01	0.8246E 00	0.3158E 00	0.2223E 00	0.1115E 00	0.6352E 01	0.4780E 01
58	0.1513E 01	0.3262E 01	0.1216E 01	0.7638E 00	0.3924E 00	0.2930E 00	0.1245E 00	0.9509E 01	0.6452E 01	0.7282E 01
59	0.1976E 01	0.8643E 00	0.1090E 01	0.6752E 00	0.2441E 00	0.1157E 00	0.8077E 01	0.7909E 01	0.9525E 01	0.1430E 00
60	0.1114E 01	0.1393E 01	0.7883E 00	0.4498E 00	0.2358E 00	0.1912E 00	0.1675E 00	0.1974E 00	0.2901E 00	0.4401E 00
61	0.1261E 01	0.1177E 01	0.7544E 00	0.5342E 00	0.3852E 00	0.3890E 00	0.3812E 00	0.4840E 00	0.6337E 00	0.1517E 01

TABLEAU 18a-1

I ↓	J →	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38
37	0.9561E 00	0.2358E 01	0.6963E 00	0.3048E 01	0.1420E 01	0.9038E 00	0.0	0.8828E 00	0.1043E 01	0.1061E 01	
38	0.2308E 01	0.1172E 01	0.0	0.1329E 01	0.4540E 01	0.0	0.1158E 01	0.9994E 00	0.0	0.2004E 01	
39	0.1467E 01	0.2061E 01	0.3516E 00	0.3846E 01	0.3754E 01	0.6554E 00	0.4679E 01	0.9612E 00	0.6194E 01	0.1169E 01	
40	0.1235E 01	0.0	0.2492E 00	0.8878E 01	0.1696E 01	0.1852E 01	0.0	0.1146E 01	0.8811E 00	0.7145E 00	
41	0.8637E 00	0.7766E 00	0.6919E 00	0.7733E 01	0.1970E 01	0.8119E 00	0.1987E 01	0.9298E 00	0.5464E 00	0.3856E 00	
42	0.0	0.1271E 01	0.8101E 00	0.2835E 01	0.0	0.1180E 01	0.9040E 00	0.5122E 00	0.3897E 00	0.1610E 00	
43	0.7078E 00	0.5260E 00	0.6959E 00	0.6598E 00	0.6526E 00	0.3422E 00	0.6506E 00	0.2190E 00	0.1100E 00	0.6341E-01	
44	0.6336E 00	0.1244E 01	0.8403E 00	0.7900E 00	0.3103E 01	0.9533E 00	0.3700E 00	0.2458E 00	0.1277E 00	0.8584E-01	
45	0.1029E 01	0.2033E 01	0.6241E 00	0.1138E 01	0.1010E 01	0.7607E 00	0.1911E 01	0.9768E 00	0.2942E 00	0.2098E 00	
46	0.0	0.3675E 01	0.0	0.7328E 01	0.3638E 01	0.2230E 01	0.9285E 00	0.4019E 00	0.3266E 00	0.1782E 00	
47	0.0	0.8937E 00	0.1625E 01	0.1684E 01	0.3123E 01	0.1655E 01	0.1679E 01	0.9447E 00	0.5296E 00	0.3785E 00	
48	0.1428E 02	0.2847E 01	0.0	0.1596E 01	0.5196E 00	0.2446E 01	0.1225E 01	0.1238E 01	0.8590E 00	0.2118E 01	
49	0.0	0.0	0.2102E 00	0.2349E 01	0.4088E 00	0.4728E 01	0.6326E 00	0.8507E 00	0.0	0.0	
50	0.7932E 00	0.7672E 00	0.4084E 00	0.4406E 00	0.5572E 00	0.7430E 00	0.7612E 00	0.7369E 00	0.0	0.2685E 01	
51	0.9933E 00	0.7066E 00	0.6118E 00	0.7813E 00	0.4510E 00	0.7035E 00	0.5842E 00	0.4155E 00	0.6384E 00	0.0	
52	0.1259E 01	0.8949E 00	0.4974E 00	0.2540E 00	0.1393E 00	0.1123E 00	0.1168E 00	0.1289E 00	0.3710E 00	0.6168E 00	
53	0.4793E 00	0.2698E 00	0.1509E 00	0.9099E-01	0.5819E-01	0.5110E-01	0.6468E-01	0.1306E 00	0.3939E 00	0.1031E 01	
54	0.2781E 00	0.1898E 00	0.1272E 00	0.1116E 00	0.9747E-01	0.1517E 00	0.2451E 00	0.5604E 00	0.2908E 01	0.9791E 00	
55	0.6752E-01	0.4245E-01	0.3467E-01	0.3450E-01	0.4797E-01	0.9182E-01	0.3794E 00	0.1464E 01	0.9096E 00	0.0	
56	0.7358E-01	0.6267E-01	0.6783E-01	0.9851E-01	0.1568E 00	0.5206E 00	0.8269E 00	0.0	0.1710E 01	0.0	
57	0.5121E-01	0.6139E-01	0.1174E 00	0.3333E 00	0.7188E 00	0.8443E 00	0.4436E 01	0.1672E 01	0.7299E 01	0.4133E 01	
58	0.8875E-01	0.1729E 00	0.3076E 00	0.5329E 00	0.7924E 00	0.1654E 01	0.8740E 00	0.1468E 01	0.1195E 01	0.4929E 01	
59	0.3781E 00	0.2750E 01	0.1037E 01	0.6777E 01	0.6812E 00	0.1938E 01	0.1023E 01	0.6125E 00	0.2041E 01	0.1599E 01	
60	0.1002E 01	0.1186E 01	0.4939E 00	0.0	0.2672E 01	0.2626E 01	0.2725E 01	0.2692E 01	0.6272E 01	0.3463E 01	
61	0.1292E 01	0.2238E 01	0.1572E 01	0.1518E 01	0.3375E 01	0.1226E 01	0.3227E 01	0.1096E 01	0.2647E 01	0.4583E 01	

TABLEAU 18a-2

I ↓

J →	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
37	0.1048E 01	0.7615E 00	0.4357E 00	0.6518E 00	0.3056E 00	0.5305E 00	0.4543E 00	0.4769E 00	0.0	0.6198E 00
38	0.1067E 01	0.1446E 01	0.1260E 01	0.6185E 00	0.4837E 00	0.4517E 00	0.4227E 00	0.3254E 00	0.3290E 00	0.4006E 00
39	0.1564E 01	0.7906E 00	0.3410E 00	0.5145E 00	0.3808E 00	0.4532E 00	0.4353E 00	0.3338E 00	0.5421E 00	0.7386E 00
40	0.3157E 00	0.2255E 00	0.2215E 00	0.1644E 00	0.1346E 00	0.1280E 00	0.1237E 00	0.1549E 00	0.1308E 00	0.1456E 00
41	0.2434E 00	0.1926E 00	0.1560E 00	0.1283E 00	0.9564E-01	0.1041E 00	0.1014E 00	0.1163E 00	0.1729E 00	0.3123E 00
42	0.1396E 00	0.1061E 00	0.8553E-01	0.7356E-01	0.6668E-01	0.5907E-01	0.6383E-01	0.7475E-01	0.1161E 00	0.0
43	0.4885E-01	0.3514E-01	0.2885E-01	0.2845E-01	0.2902E-01	0.3456E-01	0.4410E-01	0.6849E-01	0.1476E 00	0.3717E 00
44	0.6460E-01	0.5273E-01	0.4952E-01	0.5102E-01	0.5731E-01	0.7328E-01	0.1028E 00	0.1963E 00	0.0	0.1247E 01
45	0.1601E 00	0.1651E 00	0.1420E 00	0.1659E 00	0.1668E 00	0.3771E 00	0.4412E 00	0.1724E 01	0.0	0.6137E 00
46	0.1521E 00	0.1314E 00	0.1239E 00	0.1246E 00	0.1301E 00	0.2259E 00	0.3150E 00	0.1387E 01	0.0	0.1634E 01
47	0.3546E 00	0.4595E 00	0.4640E 00	0.5900E 00	0.6100E 00	0.8991E 01	0.2205E 01	0.1067E 01	0.0	0.5451E 00
48	0.2217E 01	0.1432E 01	0.6723E 00	0.0	0.8182E 01	0.0	0.0	0.0	0.1828E 02	0.0
49	0.1712E 01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.4111E 00	0.1861E 00	0.0	0.3633E 01
50	0.0	0.1951E 01	0.7082E 01	0.2080E 01	0.9429E 00	0.2560E 00	0.8775E 00	0.6193E 00	0.8330E 00	0.0
51	0.2564E 01	0.0	0.1091E 01	0.0	0.1306E 01	0.5835E 00	0.2568E 01	0.0	0.5135E 00	0.7611E 00
52	0.4849E 01	0.1258E 01	0.1218E 01	0.0	0.7380E 00	0.1740E 01	0.1627E 01	0.2515E 01	0.6209E 01	0.0
53	0.1429E 01	0.0	0.1810E 01	0.1260E 01	0.5944E 00	0.5760E 00	0.6685E 00	0.6325E 00	0.7935E 00	0.0
54	0.0	0.0	0.4486E 01	0.3181E 01	0.9512E 00	0.2549E 01	0.0	0.8000E 00	0.0	0.0
55	0.2512E 01	0.4003E 01	0.3078E 01	0.0	0.3990E 01	0.5128E 00	0.1138E 01	0.9867E 00	0.9703E 00	0.1093E 01
56	0.3033E 01	0.2040E 01	0.3095E 01	0.2552E 01	0.1501E 01	0.4194E 01	0.2084E 01	0.8310E 00	0.8583E 01	0.1175E 01
57	0.7745E 01	0.1506E 01	0.1201E 01	0.3971E 01	0.5536E 00	0.2112E 01	0.1038E 01	0.1594E 01	0.1503E 01	0.1057E 01
58	0.1480E 01	0.9938E 00	0.1669E 01	0.4279E 01	0.5777E 00	0.1266E 01	0.1675E 01	0.1569E 01	0.2073E 01	0.0
59	0.1990E 01	0.1129E 01	0.1253E 01	0.1363E 01	0.1069E 01	0.1596E 01	0.6701E 00	0.4771E 00	0.8373E 00	0.1601E 01
60	0.3662E 01	0.0	0.1760E 01	0.1549E 01	0.1085E 01	0.1507E 01	0.2115E 01	0.0	0.0	0.0
61	0.2432E 01	0.2524E 01	0.1285E 01	0.1739E 01	0.1425E 01	0.9104E 00	0.1288E 01	0.8654E 00	0.0	0.1599E 01

TABLEAU 18a-3

J	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
37	0.7519E 01	0.1208E 02	0.1180E 02	0.1184E 02	0.9947E 01	0.8067E 01	0.1617E 02	0.8052E 01	0.1027E 02	0.7067E 01
38	0.8358E 01	0.1119E 02	0.9198E 01	0.8300E 01	0.7907E 01	0.9081E 01	0.6181E 01	0.6193F 01	0.6634E 01	0.0
39	0.4868E 01	0.0	0.0	0.7128E 01	0.6072E 01	0.7202E 01	0.5938E 01	0.7430E 01	0.7194E 01	0.6728E 01
40	0.2608E 01	0.5953E 01	0.6238E 01	0.1176E 02	0.5035E 01	0.0	0.6423E 01	0.2926E 01	0.7426E 01	0.2253E 01
41	0.3279E 01	0.4711E 01	0.1330E 01	0.8757E 01	0.1635E 01	0.2011F 01	0.3655E 01	0.5569E 01	0.2561E 01	0.5342E 01
42	0.6231E 01	0.5917E 01	0.9492E 01	0.7627E 01	0.0	0.1006E 02	0.0	0.5856E 01	0.7319E 01	0.9963E 01
43	0.5788E 01	0.8276E 01	0.4759E 01	0.4552E 01	0.6298E 01	0.1347E 01	0.6438E 01	0.3277E 01	0.5458E 01	0.6464E 01
44	0.3809E 01	0.3338E 01	0.5439F 01	0.0	0.4421F 01	0.5665E 01	0.6010E 01	0.1094E 02	0.7083F 01	0.8187E 01
45	0.4359E 01	0.1059E 02	0.0	0.8986E 01	0.7802E 01	0.9628E 01	0.4917E 01	0.5352E 01	0.0	0.0
46	0.1149E 02	0.0	0.0	0.9013E 01	0.6283E 01	0.5118E 01	0.0	0.6857E 01	0.8378E 01	0.0
47	0.3412E 01	0.0	0.4659E 01	0.1272E 02	0.0	0.8695E 01	0.6601E 01	0.7062F 01	0.6955E 01	0.4480E 01
48	0.5690E 01	0.4404E 01	0.0	0.1096E 02	0.1147E 02	0.1019E 02	0.7207E 01	0.0	0.7258E 01	0.3938E 01
49	0.0	0.4732E 01	0.0	0.2212E 02	0.0	0.0	0.0	0.0	0.8019E 01	0.0
50	0.0	0.4599E 01	0.1094E 02	0.1144E 02	0.1016E 02	0.7181E 01	0.7280E 01	0.3948E 01	0.9506E 01	0.1012F 02
51	0.0	0.1270E 02	0.2921E 01	0.8667E 01	0.7081E 01	0.6965E 01	0.4484E 01	0.7271E 01	0.1132E 02	0.5659E 01
52	0.8997E 01	0.6266E 01	0.4883E 01	0.6864E 01	0.8377E 01	0.3341E 01	0.2553E 01	0.3529E 01	0.1025E 02	0.6507E 01
53	0.7783E 01	0.4929E 01	0.5357E 01	0.5736E 01	0.4530E 01	0.5310E 01	0.1275E 02	0.3901E 01	0.4367E 01	0.6092E 01
54	0.6027E 01	0.1094E 02	0.7070E 01	0.1552E 02	0.1099E 02	0.7607E 01	0.5827E 01	0.6347E 01	0.5537E 01	0.5838E 01
55	0.3280E 01	0.5451E 01	0.6982E 01	0.3777E 01	0.3069E 01	0.5010E 01	0.7523E 01	0.7273E 01	0.5723F 01	0.5827E 01
56	0.7314E 01	0.6524E 01	0.1026E 02	0.7933E 01	0.4904E 01	0.6382E 01	0.7675E 01	0.6770F 01	0.5104E 01	0.5039E 01
57	0.0	0.6139E 01	0.3948E 01	0.7348E 01	0.4260E 01	0.5650E 01	0.5879E 01	0.5737E 01	0.4355E 01	0.3842E 01
58	0.1648E 01	0.6880E 01	0.1071E 02	0.3664E 01	0.5124E 01	0.7500E 01	0.4893E 01	0.4390E 01	0.3579E 01	0.2773E 01
59	0.6992E 01	0.5638E 01	0.7562E 01	0.8590E 01	0.6429E 01	0.6185E 01	0.4960E 01	0.4047E 01	0.3073E 01	0.2701E 01
60	0.7549E 01	0.8016E 01	0.5754E 01	0.5108E 01	0.6012E 01	0.2691E 01	0.3827E 01	0.2529E 01	0.1848E 01	0.5236E 01
61	0.7255E 01	0.7277E 01	0.7500E 01	0.6108E 01	0.5221E 01	0.4294E 01	0.5435E 01	0.2929E 01	0.2371E 01	0.1280E 01

TABLEAU 19-1

I →

J →	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38
37	0.9796E 01	0.8151E 01	0.7877E 01	0.8880E 01	0.1279E 02	0.7195E 01	0.0	0.5390E 01	0.7260E 01	0.7517E 01
38	0.3440E 01	0.6754E 01	0.0	0.3614E 01	0.7551E 01	0.0	0.8010E 01	0.6921E 01	0.0	0.5116E 01
39	0.4343E 01	0.1236E 02	0.7010E 01	0.1070E 02	0.5644E 01	0.9907E 01	0.7557E 01	0.1347E 02	0.8546E 01	0.6437E 01
40	0.3662E 01	0.0	0.9873E 01	0.6860E 01	0.1072E 02	0.4908E 01	0.0	0.5132E 01	0.8905E 01	0.7496E 01
41	0.1713E 01	0.6140E 01	0.4572E 01	0.3942E 01	0.7350E 01	0.4104E 01	0.4251E 01	0.5654E 01	0.6847E 01	0.5965E 01
42	0.0	0.1026E 02	0.7955E 01	0.7202E 01	0.0	0.6396E 01	0.5425E 01	0.7664E 01	0.6790E 01	0.5794E 01
43	0.6967E 01	0.3776E 01	0.3077E 01	0.2359E 01	0.5001E 01	0.7528E 01	0.7297E 01	0.5725E 01	0.5717E 01	0.5835E 01
44	0.1547E 02	0.1090E 02	0.7613E 01	0.5844E 01	0.6353E 01	0.6337E 01	0.5539E 01	0.5853E 01	0.5686E 01	0.5504E 01
45	0.7060E 01	0.5207E 01	0.1274E 02	0.3903E 01	0.4376E 01	0.2589E 01	0.6073E 01	0.6205E 01	0.6135E 01	0.4540E 01
46	0.0	0.1052E 02	0.0	0.1023E 02	0.6503E 01	0.6222E 01	0.5523E 01	0.4966E 01	0.4955E 01	0.4578E 01
47	0.0	0.1133E 02	0.5668E 01	0.4321E 01	0.4570E 01	0.4030E 01	0.5926E 01	0.5982E 01	0.5345E 01	0.4344E 01
48	0.9485E 01	0.1011E 02	0.0	0.3351E 01	0.7191E 01	0.7692E 01	0.3934E 01	0.3923E 01	0.4112E 01	0.6791E 01
49	0.0	0.0	0.1511E 02	0.5322E 01	0.1976E 02	0.1721E 02	0.2490E 01	0.1052E 01	0.0	0.0
50	0.2395E 01	0.3354E 01	0.7194E 01	0.7692E 01	0.3932E 01	0.3919E 01	0.4106E 01	0.6777E 01	0.0	0.5531E 01
51	0.4311E 01	0.4555E 01	0.5944E 01	0.5996E 01	0.5353E 01	0.4346E 01	0.4469E 01	0.4463E 01	0.3391E 01	0.0
52	0.6218E 01	0.5512E 01	0.4950E 01	0.4591E 01	0.4332E 01	0.3656E 01	0.3560E 01	0.2573E 01	0.2011E 01	0.1802E 01
53	0.6213E 01	0.6133E 01	0.4531E 01	0.4032E 01	0.3758E 01	0.2612E 01	0.2462E 01	0.2352E 01	0.3231E 01	0.1512E 01
54	0.5517E 01	0.4836E 01	0.3939E 01	0.3023E 01	0.2533E 01	0.2281E 01	0.1630E 01	0.3267E 01	0.5370E 01	0.5656E 01
55	0.4707E 01	0.3948E 01	0.3432E 01	0.2444E 01	0.2008E 01	0.1695E 01	0.4310E 01	0.4939E 01	0.1134E 02	0.0
56	0.4127E 01	0.3331E 01	0.2564E 01	0.1794E 01	0.1335E 01	0.2316E 01	0.3133E 01	0.0	0.1900E 01	0.0
57	0.2772E 01	0.2066E 01	0.1570E 01	0.3347E 01	0.3579E 01	0.3200E 01	0.7420E 01	0.2868E 01	0.7710E 01	0.6510E 01
58	0.2041E 01	0.1740E 01	0.1855E 01	0.1279E 01	0.3030E 01	0.3350E 01	0.1094E 01	0.1929E 01	0.5203E 01	0.6119E 01
59	0.1088E 01	0.3322E 01	0.5662E 01	0.4110E 01	0.7306E 01	0.1931E 01	0.1281E 01	0.1571E 01	0.4462E 01	0.2252E 01
60	0.5191E 01	0.8597E 01	0.1118E 02	0.0	0.6570E 01	0.8090E 01	0.6089E 01	0.7608E 01	0.6657E 01	0.7056E 01
61	0.2271E 01	0.5859E 01	0.5420E 01	0.2293E 01	0.4607E 01	0.1841E 01	0.7363E 01	0.1947E 01	0.4118E 01	0.1900E 01

TABLEAU 19-2

I	J	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
37	0.	7441E 01	0.6118E 01	0.5943E 01	0.5227E 01	0.6087E 01	0.4295E 01	0.3480E 01	0.5431E 01	0.0	0.2915E 01
38	0.	4423E 01	0.6015E 01	0.6689E 01	0.2690E 01	0.3810E 01	0.3820E 01	0.2534E 01	0.2594E 01	0.1849E 01	0.2610E 01
39	0.	7310E 01	0.6181E 01	0.4008E 01	0.4947E 01	0.4054E 01	0.3755E 01	0.3072E 01	0.2349E 01	0.2695E 01	0.1876E 01
40	0.	4590E 01	0.4880E 01	0.4393E 01	0.3646E 01	0.3573E 01	0.2778E 01	0.2471E 01	0.2040E 01	0.1744E 01	0.1608E 01
41	0.	5742E 01	0.4781E 01	0.4346E 01	0.3846E 01	0.2825E 01	0.2767E 01	0.2069E 01	0.1788E 01	0.1567E 01	0.2104E 01
42	0.	5093E 01	0.5042E 01	0.4447E 01	0.4115E 01	0.3331E 01	0.2571E 01	0.2464E 01	0.1793E 01	0.1338E 01	0.0
43	0.	5153E 01	0.4694E 01	0.3947E 01	0.3440E 01	0.3091E 01	0.2440E 01	0.2009E 01	0.1700E 01	0.1509E 01	0.9808E 00
44	0.	4835E 01	0.3947E 01	0.3174E 01	0.3014E 01	0.2531E 01	0.2284E 01	0.1636E 01	0.1585E 01	0.0	0.3687E 01
45	0.	4271E 01	0.4019E 01	0.3752E 01	0.2612E 01	0.2467E 01	0.2360E 01	0.9212E 00	0.3224E 01	0.0	0.5448E 01
46	0.	4326E 01	0.3656E 01	0.3564E 01	0.2580E 01	0.2019E 01	0.1976E 01	0.1798E 01	0.5952E 01	0.0	0.3581E 01
47	0.	4471E 01	0.4468E 01	0.3398E 01	0.3938E 01	0.5608E 01	0.6017E 01	0.2428E 01	0.6970E 01	0.0	0.1352E 02
48	0.	2465E 01	0.5547E 01	0.1526E 01	0.0	0.5845E 01	0.0	0.0	0.0	0.1193E 02	0.0
49	0.	6069E 01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1867E 02	0.6282E 01	0.0	0.5226E 01
50	0.	0	0.3140E 00	0.6856E 01	0.7462E 01	0.1987E 01	0.1195E 02	0.4973E 01	0.1006E 02	0.6945E 01	0.0
51	0.	5587E 01	0.0	0.6983E 01	0.0	0.1262E 02	0.5559E 01	0.4279E 01	0.0	0.1223E 02	0.3095E 01
52	0.	5957E 01	0.4797E 01	0.8429E 01	0.0	0.8200E 01	0.6833E 01	0.6852E 01	0.7009E 01	0.7729E 01	0.0
53	0.	2310E 01	0.0	0.3756E 01	0.2536E 01	0.4759E 01	0.9675E 01	0.4681E 01	0.3496E 01	0.9305E 00	0.0
54	0.	0	0.0	0.3948E 01	0.3729E 01	0.3830E 01	0.3936E 01	0.0	0.1138E 02	0.0	0.0
55	0.	7123E 01	0.5436E 01	0.8916E 01	0.0	0.7493E 01	0.1276E 02	0.1066E 02	0.3272E 01	0.3425E 01	0.5201E 01
56	0.	4598E 01	0.2600E 01	0.2300E 01	0.3093E 01	0.4151E 01	0.2897E 01	0.2934E 01	0.5508E 01	0.3245E 01	0.2311E 01
57	0.	4779E 01	0.3576E 01	0.4359E 01	0.5687E 01	0.4898E 01	0.2978E 01	0.2672E 01	0.4027E 01	0.8878E 01	0.4837E 01
58	0.	4441E 01	0.4649E 01	0.3299E 01	0.6273E 01	0.4682E 01	0.1217E 01	0.5002E 01	0.2887E 01	0.2834E 01	0.0
59	0.	2912E 01	0.3834E 01	0.3068E 01	0.3688E 01	0.3325E 01	0.2927E 01	0.8035E 00	0.3257E 01	0.4714E 00	0.3030E 01
60	0.	6492E 01	0.0	0.4089E 01	0.3661E 01	0.7791E 01	0.5965E 01	0.5357E 01	0.0	0.0	0.0
61	0.	3102E 01	0.4554E 01	0.3687E 01	0.3120E 01	0.2803E 01	0.1183E 01	0.1580E 01	0.0	0.4397E 01	0.5115E 01

TABLEAU 19-3

I ↓

	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
37	0.1511E 01	0.1518E 01	0.1940E 01	0.1530E 01	0.2533E 01	0.1766E 01	0.1391E 01	0.1711E 01	0.1419E 01	0.1787E 01
38	0.3101E 01	0.3464E 01	0.2599E 01	0.2512E 01	0.3437E 01	0.1804E 01	0.3182E 01	0.1995E 01	0.2605E 01	0.0
39	0.2917E 01	0.0	0.0	0.2475E 01	0.2406E 01	0.2486E 01	0.2412E 01	0.2515E 01	0.2244E 01	0.2445E 01
40	0.1895E 01	0.3179E 01	0.3380E 01	0.1867E 01	0.1900E 01	0.0	0.2283E 01	0.1822E 01	0.5559E 01	0.1972E 01
41	0.3963E 01	0.8478E 00	0.1637E 01	0.5207E 01	0.1324E 01	0.5794E 00	0.2436E 01	0.4141E 01	0.8965E 00	0.6659E 00
42	0.2905E 01	0.2476E 01	0.2509E 01	0.3108E 01	0.0	0.4531E 01	0.0	0.2536E 01	0.2738E 01	0.3020E 01
43	0.2612E 01	0.3636E 01	0.3246E 01	0.1837E 01	0.2249E 01	0.1915E 01	0.3381E 01	0.2006E 01	0.1380E 01	0.1988E 01
44	0.1150E 01	0.1315E 01	0.2830E 01	0.0	0.2152E 01	0.1468E 01	0.1909E 01	0.3054E 01	0.1270E 01	0.1580E 01
45	0.2907E 01	0.2467E 01	0.0	0.2179E 01	0.2086E 01	0.5362E 01	0.2594E 01	0.3009E 01	0.0	0.0
46	0.1785E 01	0.0	0.0	0.1203E 01	0.1713E 01	0.2399E 01	0.0	0.2681E 01	0.3271E 01	0.0
47	0.3405E 01	0.0	0.1179E 01	0.2209E 01	0.0	0.1273E 01	0.3550E 01	0.2448E 01	0.2915E 01	0.2068E 01
48	0.3344E 01	0.2772E 01	0.0	0.3666E 01	0.1624E 01	0.2274E 01	0.3299E 01	0.0	0.1720E 01	0.8197E 01
49	0.0	0.1501E 01	0.0	0.2147E 00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.2410E 01	0.0
50	0.0	0.3231E 01	0.3653E 01	0.1617E 01	0.2262E 01	0.3280E 01	0.1729E 01	0.8233E 01	0.1437E 02	0.3030E 01
51	0.0	0.2202E 01	0.1882E 01	0.1265E 01	0.2458E 01	0.2923E 01	0.2071E 01	0.4982E 01	0.2264E 01	0.1768E 01
52	0.1198E 01	0.1703E 01	0.4415E 01	0.2686E 01	0.3270E 01	0.1775E 01	0.1373E 01	0.1584E 01	0.7481E 01	0.3707E 01
53	0.2077E 01	0.2603E 01	0.3013E 01	0.1595E 01	0.2455E 01	0.4594E 01	0.1434E 01	0.1585E 01	0.1252E 01	0.2154E 01
54	0.1917E 01	0.3056E 01	0.1267E 01	0.1152E 01	0.3814E 01	0.4354E 01	0.1662E 01	0.1469E 01	0.6498E 00	0.4425E 00
55	0.2009E 01	0.1377E 01	0.1895E 01	0.3081E 01	0.1593E 01	0.1195E 01	0.1053E 01	0.7883E 00	0.2427E 00	0.1422E 00
56	0.2734E 01	0.1566E 01	0.1788E 01	0.1324E 01	0.7933E 00	0.1457E 01	0.6706E 00	0.4720E 00	0.2041E 00	0.1456E 00
57	0.0	0.1348E 01	0.8310E 01	0.3263E 01	0.2161E 01	0.9809E 00	0.4465E 00	0.2674E 00	0.1690E 00	0.1367E 00
58	0.1513E 01	0.9505E 01	0.2085E 01	0.7688E 00	0.1207E 01	0.7728E 00	0.2586E 00	0.2408E 00	0.1496E 00	0.1469E 00
59	0.2007E 01	0.3844E 01	0.4812E 01	0.6264E 01	0.1191E 01	0.7999E 00	0.5232E 00	0.3879E 00	0.4458E 00	0.5627E 00
60	0.4672E 01	0.1817E 01	0.7883E 00	0.2046E 01	0.1463E 01	0.6483E 00	0.4834E 00	0.4608E 00	0.4376E 00	0.2020E 01
61	0.1261E 01	0.1576E 01	0.1297E 01	0.9279E 00	0.7559E 00	0.6582E 00	0.6109E 00	0.6505E 00	0.7627E 00	0.1570E 01

TABLEAU 19a-1

I ↓

J →	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38
37	0.1621E 01	0.2689E 01	0.1468E 01	0.3304E 01	0.1907E 01	0.1556E 01	0.0	0.1475E 01	0.1570E 01	0.1303E 01
38	0.2583E 01	0.1648E 01	0.0	0.1752E 01	0.4675E 01	0.0	0.1814E 01	0.1274E 01	0.0	0.2054E 01
39	0.2489E 01	0.2868E 01	0.2014E 01	0.4315E 01	0.3852E 01	0.1096E 01	0.4804E 01	0.1201E 01	0.6231E 01	0.1194E 01
40	0.1960E 01	0.0	0.3327E 01	0.9455E 01	0.2088E 01	0.2005E 01	0.0	0.1212E 01	0.9643E 00	0.7722E 00
41	0.8637E 00	0.1348E 01	0.3062E 01	0.8268E 01	0.3265E 01	0.1163E 01	0.2151E 01	0.9820E 00	0.5901E 00	0.4448E 00
42	0.0	0.1788E 01	0.1330E 01	0.3017E 01	0.0	0.1462E 01	0.1246E 01	0.6692E 00	0.4730E 00	0.2194E 00
43	0.1888E 01	0.3080E 01	0.1598E 01	0.1571E 01	0.1192E 01	0.1054E 01	0.7921E 00	0.4996E 00	0.2424E 00	0.1424E 00
44	0.1146E 01	0.3808E 01	0.4359E 01	0.1669E 01	0.3424E 01	0.1465E 01	0.6502E 00	0.4440E 00	0.3884E 00	0.2903E 00
45	0.4268E 01	0.4577E 01	0.1432E 01	0.1587E 01	0.1257E 01	0.1246E 01	0.2145E 01	0.1088E 01	0.3993E 00	0.2587E 00
46	0.0	0.3996E 01	0.0	0.7458E 01	0.3704E 01	0.2562E 01	0.1291E 01	0.6411E 00	0.5931E 00	0.3096E 00
47	0.0	0.2267E 01	0.1772E 01	0.1957E 01	0.3202E 01	0.1805E 01	0.1786E 01	0.1225E 01	0.6951E 00	0.7984E 00
48	0.1431E 02	0.3022E 01	0.0	0.1770E 01	0.6608E 00	0.2486E 01	0.1346E 01	0.1444E 01	0.1149E 01	0.2243E 01
49	0.0	0.0	0.2973E 00	0.3321E 01	0.5781E 00	0.6687E 01	0.8947E 00	0.1203E 01	0.0	0.0
50	0.7932E 00	0.1773E 01	0.6612E 00	0.2485E 01	0.1345E 01	0.1442E 01	0.1146E 01	0.2237E 01	0.0	0.3041E 01
51	0.1950E 01	0.3186E 01	0.1794E 01	0.1228E 01	0.6965E 00	0.7990E 00	0.6833E 00	0.6189E 00	0.7884E 00	0.0
52	0.2559E 01	0.1288E 01	0.6383E 00	0.3107E 00	0.2065E 00	0.1729E 00	0.1701E 00	0.1789E 00	0.3930E 00	0.0
53	0.1090E 01	0.3991E 00	0.2580E 00	0.1892E 00	0.1538E 00	0.1736E 00	0.1785E 00	0.3973E 00	0.1773E 01	0.1031E 01
54	0.2911E 00	0.2005E 00	0.1377E 00	0.1228E 00	0.1131E 00	0.1684E 00	0.2656E 00	0.5604E 00	0.2958E 01	0.1122E 01
55	0.7618E-01	0.5133E-01	0.4479E-01	0.4890E-01	0.6513E-01	0.1144E 00	0.1685E 01	0.2182E 01	0.1839E 01	0.0
56	0.1043E 00	0.9151E-01	0.8977E-01	0.1237E 00	0.1949E 00	0.6223E 00	0.8920E 00	0.0	0.1740E 01	0.0
57	0.1163E 00	0.1183E 00	0.2094E 00	0.2800E 01	0.2831E 01	0.2828E 01	0.5167E 01	0.3109E 01	0.7736E 01	0.4854E 01
58	0.1785E 00	0.2164E 00	0.7488E 00	0.8574E 00	0.1032E 01	0.1776E 01	0.1084E 01	0.1597E 01	0.1347E 01	0.4963E 01
59	0.1010E 01	0.2894E 01	0.1376E 01	0.6824E 01	0.1110E 01	0.2119E 01	0.1330E 01	0.1037E 01	0.2199E 01	0.1793E 01
60	0.2180E 01	0.2242E 01	0.1936E 01	0.0	0.3224E 01	0.3171E 01	0.3238E 01	0.3196E 01	0.6493E 01	0.3844E 01
61	0.1353E 01	0.2270E 01	0.1618E 01	0.1565E 01	0.3392E 01	0.1281E 01	0.3244E 01	0.1154E 01	0.2669E 01	0.4593E 01

TABLEAU 19a-2

I ↓

	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
37	0.1290E 01	0.9308E 00	0.6878E 00	0.7573E 00	0.4903E 00	0.6584E 00	0.5943E 00	0.6104E 00	0.0	0.7865E 00
38	0.1158E 01	0.1465E 01	0.1275E 01	0.6474E 00	0.5121E 00	0.4816E 00	0.4626E 00	0.3752E 00	0.4382E 00	0.4932E 00
39	0.1582E 01	0.7990E 00	0.3507E 00	0.5208E 00	0.3890E 00	0.4600E 00	0.4455E 00	0.3634E 00	0.5605E 00	0.8301E 00
40	0.3394E 00	0.2574E 00	0.2411E 00	0.1767E 00	0.1492E 00	0.1473E 00	0.1434E 00	0.1784E 00	0.2172E 00	0.2256E 00
41	0.2678E 00	0.2029E 00	0.1684E 00	0.1370E 00	0.1086E 00	0.1159E 00	0.1186E 00	0.1657E 00	0.2089E 00	0.4596E 00
42	0.2034E 00	0.1457E 00	0.1130E 00	0.1039E 00	0.9150E-01	0.9011E-01	0.9294E-01	0.1236E 00	0.1954E 00	0.0
43	0.8358E-01	0.7592E-01	0.5131E-01	0.4492E-01	0.4508E-01	0.4877E-01	0.6518E-01	0.1148E 00	0.1736E 00	0.5317E 00
44	0.2004E 00	0.1380E 00	0.1226E 00	0.1224E 00	0.1130E 00	0.1687E 00	0.2667E 00	0.3133E 00	0.0	0.3167E 01
45	0.1844E 00	0.1883E 00	0.1534E 00	0.1736E 00	0.1790E 00	0.3992E 00	0.4599E 00	0.1768E 01	0.0	0.1558E 01
46	0.2061E 00	0.1728E 00	0.1704E 00	0.1795E 00	0.3948E 00	0.4331E 00	0.6913E 00	0.5039E 01	0.0	0.2040E 01
47	0.6836E 00	0.6199E 00	0.7905E 00	0.5900E 00	0.2647E 01	0.9343E 01	0.2205E 01	0.1524E 01	0.0	0.1416E 01
48	0.2217E 01	0.3052E 01	0.6723E 00	0.0	0.8406E 01	0.0	0.0	0.0	0.1828E 02	0.0
49	0.2422E 01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.5814E 00	0.2632E 00	0.0	0.3633E 01
50	0.0	0.1951E 01	0.7082E 01	0.2080E 01	0.9429E 00	0.1832E 02	0.2565E 01	0.2465E 01	0.2505E 01	0.0
51	0.2635E 01	0.0	0.1528E 01	0.0	0.2770E 01	0.2487E 01	0.3509E 01	0.0	0.2400E 01	0.2443E 01
52	0.5044E 01	0.1258E 01	0.1715E 01	0.0	0.1393E 01	0.2096E 01	0.1996E 01	0.2763E 01	0.6310E 01	0.0
53	0.2089E 01	0.0	0.2343E 01	0.1937E 01	0.1573E 01	0.1551E 01	0.1573E 01	0.1544E 01	0.1604E 01	0.0
54	0.0	0.0	0.4514E 01	0.3222E 01	0.1083E 01	0.2598E 01	0.0	0.9436E 00	0.0	0.0
55	0.2954E 01	0.4286E 01	0.3430E 01	0.0	0.4255E 01	0.1553E 01	0.1842E 01	0.1685E 01	0.1717E 01	0.1770E 01
56	0.3047E 01	0.2063E 01	0.3108E 01	0.2569E 01	0.1530E 01	0.4202E 01	0.2104E 01	0.8809E 00	0.8585E 01	0.1209E 01
57	0.8138E 01	0.2904E 01	0.2730E 01	0.4648E 01	0.2453E 01	0.3166E 01	0.2551E 01	0.2800E 01	0.2726E 01	0.2484E 01
58	0.1598E 01	0.1160E 01	0.1770E 01	0.4315E 01	0.8150E 00	0.1387E 01	0.1766E 01	0.1663E 01	0.2143E 01	0.0
59	0.2144E 01	0.1378E 01	0.1475E 01	0.1565E 01	0.1310E 01	0.1763E 01	0.9975E 00	0.8717E 00	0.1104E 01	0.1752E 01
60	0.4015E 01	0.0	0.2380E 01	0.2213E 01	0.1900E 01	0.2154E 01	0.2603E 01	0.0	0.0	0.0
61	0.2435E 01	0.2545E 01	0.1328E 01	0.1770E 01	0.1462E 01	0.9662E 00	0.1327E 01	0.0	0.9195E 00	0.1628E 01

TABLEAU 19a-3

I ↓	J →	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
37		0.7135E 02	0.7530E 02	0.7924E 02	0.8318E 02	0.8712E 02	0.9106E 02	0.9500E 02	0.9894E 02	0.1029E 03	0.1068E 03
38		0.7276E 02	0.7678E 02	0.8080E 02	0.8482E 02	0.8883E 02	0.9285E 02	0.9687E 02	0.1009E 03	0.1049E 03	0.1089E 03
39		0.7416E 02	0.7825E 02	0.8234E 02	0.8644E 02	0.9053E 02	0.9462E 02	0.9872E 02	0.1028E 03	0.1069E 03	0.1110E 03
40		0.7573E 02	0.7991E 02	0.8409E 02	0.8827E 02	0.9245E 02	0.9663E 02	0.1008E 03	0.1050E 03	0.1092E 03	0.1133E 03
41		0.7735E 02	0.8162E 02	0.8589E 02	0.9016E 02	0.9443E 02	0.9869E 02	0.1030E 03	0.1072E 03	0.1115E 03	0.1158E 03
42		0.7910E 02	0.8346E 02	0.8782E 02	0.9219E 02	0.9655E 02	0.1009E 03	0.1053E 03	0.1096E 03	0.1140E 03	0.1184E 03
43		0.8090E 02	0.8536E 02	0.8982E 02	0.9428E 02	0.9874E 02	0.1032E 03	0.1077E 03	0.1121E 03	0.1166E 03	0.1210E 03
44		0.8288E 02	0.8745E 02	0.9202E 02	0.9659E 02	0.1012E 03	0.1057E 03	0.1103E 03	0.1149E 03	0.1194E 03	0.1240E 03
45		0.8499E 02	0.8968E 02	0.9436E 02	0.9904E 02	0.1037E 03	0.1084E 03	0.1131E 03	0.1178E 03	0.1225E 03	0.1271E 03
46		0.8705E 02	0.9184E 02	0.9664E 02	0.1014E 03	0.1062E 03	0.1110E 03	0.1158E 03	0.1206E 03	0.1254E 03	0.1302E 03
47		0.8936E 02	0.9428E 02	0.9920E 02	0.1041E 03	0.1090E 03	0.1140E 03	0.1189E 03	0.1238E 03	0.1287E 03	0.1337E 03
48		0.9156E 02	0.9660E 02	0.1016E 03	0.1067E 03	0.1117E 03	0.1168E 03	0.1218E 03	0.1269E 03	0.1319E 03	0.1369E 03
49		0.9403E 02	0.9920E 02	0.1044E 03	0.1095E 03	0.1147E 03	0.1199E 03	0.1251E 03	0.1302E 03	0.1354E 03	0.1406E 03
50		0.9751E 02	0.1029E 03	0.1082E 03	0.1136E 03	0.1190E 03	0.1243E 03	0.1297E 03	0.1350E 03	0.1404E 03	0.1458E 03
51		0.1000E 03	0.1055E 03	0.1110E 03	0.1165E 03	0.1220E 03	0.1275E 03	0.1330E 03	0.1385E 03	0.1440E 03	0.1495E 03
52		0.1029E 03	0.1085E 03	0.1142E 03	0.1198E 03	0.1255E 03	0.1311E 03	0.1368E 03	0.1425E 03	0.1481E 03	0.1538E 03
53		0.1057E 03	0.1115E 03	0.1173E 03	0.1231E 03	0.1289E 03	0.1347E 03	0.1405E 03	0.1463E 03	0.1521E 03	0.1579E 03
54		0.1086E 03	0.1145E 03	0.1205E 03	0.1265E 03	0.1324E 03	0.1384E 03	0.1444E 03	0.1503E 03	0.1563E 03	0.1623E 03
55		0.1115E 03	0.1176E 03	0.1237E 03	0.1299E 03	0.1360E 03	0.1421E 03	0.1482E 03	0.1544E 03	0.1605E 03	0.1666E 03
56		0.1146E 03	0.1209E 03	0.1271E 03	0.1334E 03	0.1397E 03	0.1460E 03	0.1523E 03	0.1586E 03	0.1649E 03	0.1712E 03
57		0.1180E 03	0.1245E 03	0.1309E 03	0.1374E 03	0.1439E 03	0.1504E 03	0.1568E 03	0.1633E 03	0.1698E 03	0.1763E 03
58		0.1215E 03	0.1282E 03	0.1348E 03	0.1415E 03	0.1482E 03	0.1548E 03	0.1615E 03	0.1682E 03	0.1748E 03	0.1815E 03
59		0.1253E 03	0.1322E 03	0.1391E 03	0.1459E 03	0.1528E 03	0.1597E 03	0.1666E 03	0.1734E 03	0.1803E 03	0.1872E 03
60		0.1292E 03	0.1363E 03	0.1434E 03	0.1505E 03	0.1576E 03	0.1646E 03	0.1717E 03	0.1788E 03	0.1859E 03	0.1930E 03
61		0.1334E 03	0.1407E 03	0.1481E 03	0.1554E 03	0.1627E 03	0.1700E 03	0.1773E 03	0.1847E 03	0.1920E 03	0.1993E 03

TABLEAU 20-1

I	J	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38									
37	0.1108E	03	0.1147E	03	0.1186E	03	0.1226E	03	0.1265E	03	0.1305E	03	0.1344E	03	0.1384E	03	0.1423E	03	0.1462E	03
38	0.1129E	03	0.1170E	03	0.1210E	03	0.1250E	03	0.1290E	03	0.1330E	03	0.1370E	03	0.1411E	03	0.1451E	03	0.1491E	03
39	0.1151E	03	0.1192E	03	0.1233E	03	0.1274E	03	0.1315E	03	0.1356E	03	0.1397E	03	0.1437E	03	0.1478E	03	0.1519E	03
40	0.1175E	03	0.1217E	03	0.1259E	03	0.1301E	03	0.1342E	03	0.1384E	03	0.1426E	03	0.1468E	03	0.1510E	03	0.1551E	03
41	0.1200E	03	0.1243E	03	0.1286E	03	0.1328E	03	0.1371E	03	0.1414E	03	0.1456E	03	0.1499E	03	0.1542E	03	0.1584E	03
42	0.1227E	03	0.1271E	03	0.1314E	03	0.1358E	03	0.1402E	03	0.1445E	03	0.1489E	03	0.1533E	03	0.1576E	03	0.1620E	03
43	0.1255E	03	0.1300E	03	0.1344E	03	0.1389E	03	0.1433E	03	0.1478E	03	0.1523E	03	0.1567E	03	0.1612E	03	0.1656E	03
44	0.1286E	03	0.1331E	03	0.1377E	03	0.1423E	03	0.1468E	03	0.1514E	03	0.1560E	03	0.1606E	03	0.1651E	03	0.1697E	03
45	0.1318E	03	0.1365E	03	0.1412E	03	0.1459E	03	0.1506E	03	0.1553E	03	0.1599E	03	0.1646E	03	0.1693E	03	0.1740E	03
46	0.1350E	03	0.1398E	03	0.1446E	03	0.1494E	03	0.1542E	03	0.1590E	03	0.1638E	03	0.1686E	03	0.1734E	03	0.1782E	03
47	0.1386E	03	0.1435E	03	0.1484E	03	0.1533E	03	0.1583E	03	0.1632E	03	0.1681E	03	0.1730E	03	0.1780E	03	0.1829E	03
48	0.1420E	03	0.1470E	03	0.1521E	03	0.1571E	03	0.1622E	03	0.1672E	03	0.1722E	03	0.1773E	03	0.1823E	03	0.1874E	03
49	0.1458E	03	0.1509E	03	0.1561E	03	0.1613E	03	0.1665E	03	0.1716E	03	0.1768E	03	0.1820E	03	0.1872E	03	0.1923E	03
50	0.1511E	03	0.1565E	03	0.1619E	03	0.1672E	03	0.1726E	03	0.1780E	03	0.1833E	03	0.1887E	03	0.1940E	03	0.1994E	03
51	0.1550E	03	0.1605E	03	0.1660E	03	0.1715E	03	0.1770E	03	0.1825E	03	0.1880E	03	0.1935E	03	0.1990E	03	0.2045E	03
52	0.1594E	03	0.1651E	03	0.1707E	03	0.1764E	03	0.1820E	03	0.1877E	03	0.1933E	03	0.1990E	03	0.2047E	03	0.2103E	03
53	0.1637E	03	0.1695E	03	0.1753E	03	0.1811E	03	0.1870E	03	0.1928E	03	0.1986E	03	0.2044E	03	0.2102E	03	0.2160E	03
54	0.1682E	03	0.1742E	03	0.1802E	03	0.1861E	03	0.1921E	03	0.1981E	03	0.2040E	03	0.2100E	03	0.2160E	03	0.2219E	03
55	0.1727E	03	0.1789E	03	0.1850E	03	0.1911E	03	0.1972E	03	0.2034E	03	0.2095E	03	0.2156E	03	0.2217E	03	0.2279E	03
56	0.1775E	03	0.1838E	03	0.1901E	03	0.1964E	03	0.2026E	03	0.2089E	03	0.2152E	03	0.2215E	03	0.2278E	03	0.2341E	03
57	0.1827E	03	0.1892E	03	0.1957E	03	0.2022E	03	0.2087E	03	0.2151E	03	0.2216E	03	0.2281E	03	0.2346E	03	0.2410E	03
58	0.1882E	03	0.1948E	03	0.2015E	03	0.2082E	03	0.2148E	03	0.2215E	03	0.2282E	03	0.2349E	03	0.2415E	03	0.2482E	03
59	0.1941E	03	0.2010E	03	0.2078E	03	0.2147E	03	0.2216E	03	0.2285E	03	0.2353E	03	0.2422E	03	0.2491E	03	0.2560E	03
60	0.2001E	03	0.2072E	03	0.2143E	03	0.2214E	03	0.2284E	03	0.2355E	03	0.2426E	03	0.2497E	03	0.2568E	03	0.2639E	03
61	0.2066E	03	0.2139E	03	0.2213E	03	0.2286E	03	0.2359E	03	0.2432E	03	0.2505E	03	0.2579E	03	0.2652E	03	0.2725E	03

TABLEAU 20-2

I	J	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
37											
38											
39											
40											
41											
42											
43											
44											
45											
46											
47											
48											
49											
50											
51											
52											
53											
54											
55											
56											
57											
58											
59											
60											
61											

TABLEAU 20-3

Z	$\left(\frac{d\nu}{dE_T^c}\right)^{-1}_Z$	ERREUR	$\left(\frac{d\nu}{dE_T^c}\right)^{-1}_{\text{Bowman}}$	$\left(\frac{d\nu}{dE_T^c}\right)^{-1}$	ERREUR	$1/\left(\frac{d\nu}{dE_T^c}Z + \frac{d\nu}{dE_T^c}98-Z\right)$	
						Expérience	Bowman
39	10.14	3.71		7.60	1.58	6.05	
40	17.45	1.75	15.5	9.08	0.61	8.33	6.7
41	14.05	1.01		7.43	0.32	7.36	
42	13.54	0.65		7.59	0.24	7.54	
43	13.18	0.27	14.5	7.94	0.16	8.05	8.03
44	14.15	0.50		8.79	0.54	8.71	
45	22.39	4.55		8.66	0.67	9.97	
46	14.12	1.34	11.	9.33	1.01	8.45	7.55
47							
48			17.				
49			8.				
52	21.02	3.97	24.				
53	17.96	1.41					
54	22.63	2.89					
55	20.68	0.94	18.				
56	16.99	1.00					
57	15.47	0.78					
58	15.93	0.97	12.				
59	14.99	1.10					

TABLEAU 21

Z	$\langle E_T^c \rangle$	$\Gamma(E_T^c)$	$\Gamma(E_T^c)$ Double énergie cinétique
39	170.49 ± 0.65	8.48 ± 0.42	9.34
40	173.95 ± 0.27	9.24 ± 0.23	9.10
41	175.58 ± 0.35	10.76 ± 0.46	9.34
42	179.85 ± 0.11	9.34 ± 0.08	9.22
43	180.79 ± 0.06	9.48 ± 0.06	9.44
44	182.60 ± 0.14	10.30 ± 0.16	9.89
45	184.45 ± 0.43	11.35 ± 0.43	10.15
46	189.29 ± 0.35	10.30 ± 0.34	10.92
52	186.25 ± 0.73	13.96 ± 0.67	
53	186.19 ± 0.37	13.55 ± 0.42	
54	182.07 ± 0.39	13.30 ± 0.35	
55	184.14 ± 0.14	11.36 ± 0.17	
56	182.78 ± 0.24	12.88 ± 0.24	
57	179.73 ± 0.17	11.19 ± 0.15	
58	179.20 ± 0.25	11.75 ± 0.19	
59	174.46 ± 0.20	9.93 ± 0.11	

TABLEAU 22

Z	$\langle \frac{d\nu_T}{dE_T^c} \rangle_Z^{-1}$	$\sigma(E_T^c; Z)$	$\langle \sigma^2(\nu_T; E_T^c, Z) \rangle$	$\langle \sigma^2(\nu_T; E_T^c, m) \rangle$
39	7.6	9.34	0.04	0.35
40	9.08	9.10	0.55	0.40
41	7.43	9.34	-0.03	0.40
42	7.58	9.22	0.07	0.45
43	7.94	9.44	0.13	0.45
44	8.79	9.89	0.28	0.50
45	8.66	10.15	0.17	0.55
46	9.33	10.92	0.18	0.55

TABLEAU 23

Z	$\sigma^2(\nu_1; Z)$	$c(\nu_1, \nu_2; Z)$
40	1.33 ± 0.223	-0.72 ± 0.148
41	1.42 ± 0.164	-0.61 ± 0.106
42	1.34 ± 0.099	-0.83 ± 0.084
43	1.02 ± 0.045	-0.41 ± 0.046
44	1.29 ± 0.073	-0.69 ± 0.119
45	1.17 ± 0.210	-0.75 ± 0.135
46	0.94 ± 0.194	-0.50 ± 0.196
52	1.61 ± 0.298	
53	1.88 ± 0.125	
54	1.64 ± 0.202	
55	1.35 ± 0.068	
56	1.86 ± 0.112	
57	1.36 ± 0.093	
58	1.66 ± 0.137	

TABLEAU 24

Z	$\langle \sigma^2(\nu_1 : E_T^c Z) \rangle$	$\langle c(\nu_1 \nu_2 : E_T^c Z) \rangle$	p_Z
40	1.05 ± 0.230	-1.01 ± 0.152	-0.857 ± 0.16578
41	0.98 ± 0.181	-1.02 ± 0.117	-1.031 ± 0.16187
42	0.87 ± 0.109	-1.20 ± 0.088	-1.021 ± 0.10565
43	0.51 ± 0.050	-0.74 ± 0.049	-0.969 ± 0.08472
44	0.80 ± 0.086	-1.00 ± 0.127	-0.924 ± 0.14396
45	0.96 ± 0.227	-1.01 ± 0.149	-0.820 ± 0.15979
46	0.34 ± 0.227	-0.90 ± 0.215	-1.338 ± 0.57401
52	1.34 ± 0.315		
53	1.56 ± 0.140		
54	1.44 ± 0.208		
55	1.14 ± 0.071		
56	1.57 ± 0.117		
57	0.99 ± 0.105		
58	1.33 ± 0.143		

TABLEAU 25

Z	$\langle \frac{d\nu_1}{dE_1^x} \rangle_{M_T^c}^2 \sigma^2(E_1^x : E_T^c Z)$	$\sigma^2(\nu_1 : E_1^x, E_T^c)$
40	0.89 ± 0.204	0.17 ± 0.307
41	1.01 ± 0.157	-0.03 ± 0.240
42	0.90 ± 0.118	-0.02 ± 0.161
43	0.49 ± 0.065	0.02 ± 0.082
44	0.72 ± 0.169	0.08 ± 0.189
45	0.75 ± 0.199	0.21 ± 0.302
46	0.53 ± 0.287	-0.19 ± 0.366
52	1.53 ± 0.287	-0.19 ± 0.426
53	1.35 ± 0.199	0.21 ± 0.244
54	1.37 ± 0.169	0.08 ± 0.268
55	1.12 ± 0.065	0.02 ± 0.096
56	1.59 ± 0.118	-0.02 ± 0.167
57	1.02 ± 0.157	-0.03 ± 0.189
58	1.16 ± 0.204	0.17 ± 0.249

TABLEAU 26

Z	$\sigma^2(E_1^x; E_T^c; Z)$	$\langle \frac{dE_1^x}{dE_T^c} \rangle_Z$	$\langle \frac{dE_1^x}{dV_1} \rangle_Z$
40	70.399 ± 13.21849	0.511 ± 0.09160	8.918 ± 0.90880
41	55.037 ± 7.77391	0.525 ± 0.06687	7.376 ± 0.58004
42	64.319 ± 7.35097	0.626 ± 0.06219	8.470 ± 0.50177
43	42.032 ± 4.28975	0.704 ± 0.06034	9.271 ± 0.29957
44	68.424 ± 12.94388	0.687 ± 0.10583	9.716 ± 0.81913
45	101.018 ± 27.48592	0.518 ± 0.14411	11.596 ± 1.15649
46	54.249 ± 23.24030	0.717 ± 0.25676	10.126 ± 1.45158
52		0.283 ± 0.08499	5.946 ± 0.85199
53		0.482 ± 0.08371	8.658 ± 0.86348
54		0.313 ± 0.05335	7.077 ± 0.59657
55		0.296 ± 0.02195	6.120 ± 0.19759
56		0.374 ± 0.03368	6.354 ± 0.37637
57		0.475 ± 0.05492	7.338 ± 0.57706
58		0.489 ± 0.06951	7.784 ± 0.79313

TABLEAU 27

Z	$\sigma^2(E_1^x; Z)$	$C(E_1^x, E_2^x; Z)$	$p(E_1^x, E_2^x; Z)$
40	92.030 ± 15.35425	-49.707 ± 13.25081	-0.546 ± 0.15849
41	79.114 ± 10.14499	-33.284 ± 8.03324	-0.433 ± 0.11136
42	97.635 ± 9.89858	-44.417 ± 7.47390	-0.515 ± 0.09412
43	86.190 ± 8.71902	-23.460 ± 4.82360	-0.358 ± 0.07745
44	114.608 ± 19.42316	-47.397 ± 13.56745	-0.501 ± 0.15569
45	128.651 ± 31.65335	-75.295 ± 27.64780	-0.594 ± 0.23996
46	115.574 ± 49.81342	-30.059 ± 26.81219	-0.350 ± 0.32790
52	63.791 ± 23.94366	-30.059 ± 23.69577	-0.350 ± 0.29354
53	124.962 ± 28.84618	-75.295 ± 27.64441	-0.594 ± 0.23994
54	77.998 ± 13.36112	-47.397 ± 13.14834	-0.501 ± 0.15162
55	49.843 ± 4.44452	-23.460 ± 4.36971	-0.358 ± 0.07090
56	76.207 ± 7.65764	-44.417 ± 7.38947	-0.515 ± 0.09322
57	74.690 ± 9.18645	-33.284 ± 8.03146	-0.433 ± 0.11134
58	90.194 ± 14.39337	-49.707 ± 13.25036	-0.546 ± 0.15649

TABLEAU 28

Z	$\bar{A}$	$Q(Z)_{UCD}$	$Q(Z)$	$r^2(Q)$	$E_T^C + E_T^X$	Erreur sur $E_T^C + E_T^X$
39	100,28	208,50	209,13	1,44		
40	102,85	212,90	213,09	1,84	213,22	2,50
41	105,42	212,71	212,58	1,58	208,56	1,62
42	108,00	217,82	217,37	2,64	216,66	1,36
43	110,57	218,53	217,72	2,84	216,66	0,76
44	113,14	224,72	223,51	5,31	221,80	1,01
45	115,71	225,92	224,80	6,16	230,55	3,92
46	118,28	230,97	230,32	5,85	228,45	3,91
47	120,85	230,65	230,46	3,83		
48	123,43	234,91	234,79	2,79		
49	126,00	232,29	232,29	1,30		

TABLEAU 29

A	$\bar{Z}$	$Q(A)$	$r^2_{Q(A)}$	$Q(A)_{UCD}$
100	39,38	210,45	9,54	208,71
101	39,77	211,04	2,56	209,69
102	40,16	212,58	8,58	211,17
103	40,55	212,55	1,63	211,45
104	40,94	213,11	3,74	212,67
105	41,33	214,32	1,52	213,27
106	41,72	215,73	10,29	213,92
107	42,11	216,01	1,38	215,04
108	42,50	217,46	4,82	217,17
109	42,89	218,21	0,87	217,45
110	43,27	219,36	5,37	218,53
111	43,66	220,64	1,13	219,88
112	44,05	222,82	8,41	221,72
113	44,44	223,66	0,95	223,09
114	44,83	225,05	2,73	225,21
115	45,22	226,65	0,64	226,20
116	45,61	228,31	6,29	227,27
117	46,00	229,40	1,07	228,97
118	46,38	230,97	7,83	230,66
119	46,77	231,63	1,71	230,73
120	47,16	231,93	5,62	231,15
121	47,55	232,47	1,86	231,58
122	47,94	233,75	11,69	232,49
123	48,33	233,14	1,69	232,90
124	48,72	232,95	6,45	233,79
125	49,11	233,02	1,23	233,25
126	49,00	232,97	3,75	232,97

TABLEAU 30

Z	$\langle \frac{dE^x}{d\nu} \rangle$ (Monte Carlo)	$\langle \frac{dE_T}{d\nu} \rangle_Z$ Erreur	E_T^x Erreur
4 0	7.1	1.820 $\pm$ 0.910	17.023 $\pm$ 1.799
4 1	7.3	0.070 $\pm$ 0.580	14.866 $\pm$ 1.190
4 2	7.4	1.070 $\pm$ 0.500	19.754 $\pm$ 1.072
4 3	7.4	1.870 $\pm$ 0.300	20.891 $\pm$ 0.646
4 4	7.5	2.210 $\pm$ 0.820	25.556 $\pm$ 1.884
4 5	8.0	3.590 $\pm$ 1.160	30.005 $\pm$ 3.040
4 6	7.7	2.430 $\pm$ 1.450	28.008 $\pm$ 3.680
5 2	7.6	-1.650 $\pm$ 0.850	11.973 $\pm$ 1.344
5 3	6.7	1.950 $\pm$ 0.860	14.850 $\pm$ 1.271
5 4	6.8	0.270 $\pm$ 0.590	13.757 $\pm$ 1.012
5 5	6.3	-0.180 $\pm$ 0.200	13.771 $\pm$ 0.412
5 6	6.6	-0.250 $\pm$ 0.380	16.001 $\pm$ 0.845
5 7	6.6	0.740 $\pm$ 0.570	16.506 $\pm$ 1.111
5 8	7.0	0.780 $\pm$ 0.790	20.105 $\pm$ 1.750

TABLEAU 31

Z	$E_{exc Int}$ Erreur	E_{def} Erreur
4 0	14.536 $\pm$ 0.788	2.490 $\pm$ 1.964
4 1	12.850 $\pm$ 0.524	2.016 $\pm$ 1.300
4 2	13.891 $\pm$ 0.459	5.863 $\pm$ 1.166
4 3	11.229 $\pm$ 0.331	9.662 $\pm$ 0.726
4 4	14.327 $\pm$ 0.782	11.229 $\pm$ 2.040
4 5	17.424 $\pm$ 1.366	12.581 $\pm$ 3.332
4 6	12.757 $\pm$ 1.578	15.251 $\pm$ 4.004
5 2	12.757 $\pm$ 1.578	- 0.784 $\pm$ 2.073
5 3	17.409 $\pm$ 1.367	- 2.558 $\pm$ 1.866
5 4	14.327 $\pm$ 0.782	- 0.570 $\pm$ 1.279
5 5	11.229 $\pm$ 0.331	2.542 $\pm$ 0.528
5 6	13.891 $\pm$ 0.459	2.110 $\pm$ 0.961
5 7	12.850 $\pm$ 0.524	3.656 $\pm$ 1.228
5 8	14.533 $\pm$ 0.788	5.572 $\pm$ 1.919

TABLEAU 32

Vu et approuvé
Orsay, le 19 octobre 1970
Le Doyen de la Faculté des Sciences
d'Orsay

G. POITOU

